



# Coronographie à masque de phase: applications aux télescopes et interféromètres au sol et dans l'espace

Pierre Riaud

## ► To cite this version:

Pierre Riaud. Coronographie à masque de phase: applications aux télescopes et interféromètres au sol et dans l'espace. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. NNT: . tel-00004234

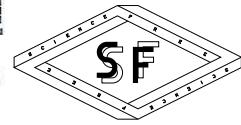
**HAL Id: tel-00004234**

**<https://theses.hal.science/tel-00004234>**

Submitted on 20 Jan 2004

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université de Paris - Pierre & Marie Curie  
FACULTÉ des SCIENCES de Paris

# THÈSE

présentée pour obtenir le titre de:

**Docteur en Astrophysique**

discipline: Interférométrie - Haute Résolution Angulaire

par

**Pierre Riaud**

## **Coronographie à masque de phase: applications aux télescopes et interféromètres au sol et dans l'espace**

Soutenue le 20 Janvier 2003 à l'Observatoire de Meudon  
devant le jury composé de:

Pr. Pierre Encrenaz	Président du jury
Pr. Jean Gay	Rapporteur
Pr. Laurent Koechlin	Rapporteur
Pr. Alain Léger	Examineur
Pr. Salvador Cuevas	Examineur
Pr. Antoine Labeyrie	Directeur de Thèse
Pr. Daniel Rouan	Co-Direction



Across The Universe (*Harrison, Lennon, McCartney, Starkey*)  
*Let it Be* 1970     **The Beatles**     (Apple Record ltd.)

Words are flowing out like endless rain into a paper cup,  
They slither while they pass, they slip away across the universe  
Pools of sorrow, waves of joy are drifting through my open mind,  
Possessing and caressing me.

J'ai guru deva om  
Nothing's gonna change my world,  
Nothing's gonna change my world.  
Nothing's gonna change my world,  
Nothing's gonna change my world.

Images of broken light which dance before me like a million eyes,  
That call me on and on across the universe,  
Thoughts meander like a restless wind inside a letter box they  
Tumble blindly as they make their way  
Across the universe

J'ai guru deva om  
Nothing's gonna change my world,  
Nothing's gonna change my world.  
Nothing's gonna change my world,  
Nothing's gonna change my world.

Sounds of laughter shades of earth are ringing  
Through my open views inciting and inviting me  
Limitless undying love which shines around me like a  
million suns, it calls me on and on  
Across the universe

J'ai guru deva om  
Nothing's gonna change my world,  
Nothing's gonna change my world.  
Nothing's gonna change my world,  
Nothing's gonna change my world.

J'ai guru deva  
J'ai guru deva  
J'ai guru deva  
J'ai guru deva  
J'ai guru deva  
J'ai guru deva







# Remerciements:

*Avant de commencer mon mémoire de thèse, je souhaiterais remercier toutes les personnes que j'ai rencontré pendant ces trois années (cela va être long!).*

*Je tiens à remercier **Antoine Labeyrie**, que j'ai rencontré lors d'un stage en 1997 à l'Observatoire de Haute-Provence (je suis revenu en 1998 puis l'été 1999). Je lui suis très reconnaissant pour m'avoir accepté dans son équipe après la fin du DEA de Paris 6. Je le remercie aussi pour ses nombreuses idées sur la pupille densifiée bien sûr et aussi sur la coronographie.*

*Je tiens à remercier chaleureusement **Daniel Rouan** du LESIA maintenant le LESIA pour m'avoir fait confiance pendant plus de deux ans pour l'étude et la réalisation du masque de phase à quatre quadrants. Cette collaboration a été très intéressante et fructueuse. Malgré son emploi du temps souvent très chargé, on a pu avoir des discussions très pragmatiques et intéressantes sur les problèmes de réalisation. Il m'a permis de m'impliquer dans la réalisation d'un coronographe pour NGST.*

*Je remercie **Jean Schneider** du LUTH pour les conversations enrichissantes et une implication très importante dans les programme spatiaux comme TPF avec Antoine Labeyrie mais aussi Eddington. Ca collaboration c'est étendue à une partie du groupe du LISE à l'OHP avec par exemple les résultats sur la lumière cendrée, de ce fait il est maintenant quasiment un membre du LISE!.*

*Je remercie chaleureusement **Jacques Baudrand**, ancien "fibriste" au DAEC et maintenant "nulleur" au LESIA. Il a fait un travail remarquable sur le coronographe à 4 quadrants en s'impliquant largement sur les problèmes de conception et de réalisation. Il a aussi été une aide très importante lors de la caractérisation des masques de phase sur le banc d'optique. Sa présence a été enrichissante et primordiale pour la conception du banc optique, ainsi qu'une aide très importante lors de l'écriture du manuscrit de thèse.*

*Je remercie **Anthony Boccaletti**, pour son aide considérable lors de ces années de thèse. Il m'a permis de me mettre rapidement à IDL, il a été toujours d'un très bon conseil. C'est aussi avec lui en 1997 et 1998 lors des deux premiers stages avec qui j'ai travaillé (en 1998 sur la manip coronographique en tavelure noire monté sur le banc d'optique adaptative de l'ONERA au 152).*

*Je remercie **Sophie Gillet**, pour en premier lieu m'avoir supporté depuis 1998. Mais surtout le travail lors des multiples manipulations d'optiques que l'on a fait ensemble a toujours été très agréable et surtout très professionnel avec elle. Généralement la manipulation était déjà calculée sur le papier avec une extrême minutie, ce qui accélérerait le travail. Je la remercie aussi pour nos conversations très intéressantes et pragmatiques son aide psychologique et ainsi pour tous les services qu'elle m'a rendu depuis tant d'années.*

*Je remercie **Claire Moutou**, une personne tout autant professionnelle que gentille. Cela a été très agréable de travailler avec elle lors de ma venue en 1999, sur EED et NEF. Je la remercie aussi pour son esprit critique et ses nombreux conseils.*

*Je tiens à remercier **Frédéric Lemarquis** de l'Institut Fresnel de Marseille, pour ses critiques constructives concernant l'étude de l'achromatisation du déphasage de  $\pi$  avec la technique des couches minces.*

*Je tiens à remercier tout particulièrement, l'ancienne équipe du DEA de Paris 6, **Pierre Encrenaz** ancien directeur du DEA et maintenant directeur de l'école doctorale de Paris, ainsi que **Joelle Dhooge** et **Brigitte Raban** maintenant à la retraite pour leurs dévouements. Personnellement, je remercie très chaleureusement ces trois personnes ainsi que **Françoise Tran-Minh** pour leurs aides très importantes concernant l'obtention de ma bourse de Doctorat.*

*Je remercie toute l'équipe de DARWIN, **Alain Léger**, **Alain Labèque**, **Prédrag Sékulić**, et **Marc Ollivier** pour leur intérêt porté sur des collaborations possibles concernant entre autre les problèmes d'achromatisation du déphasage de  $\pi$ . Mais aussi pour les réunions d'information très intéressantes concernant le projet DARWIN.*

*Je remercie bien sûr **Luc Arnold**, **Julien Dejonghe**, et **Olivier Lardière** que je connais depuis 1997. Luc est un bon professionnel : ses critiques, jugements et ses conversations ont été très instructifs pendant toutes ces années. Julien est un génie de la mécanique à l'OHP, lors de nos multiples manips, ils nous ont beaucoup aidé moi et Sophie, je le remercie donc pour son travail. Enfin Olivier un maniaque de l'électronique, nous avons fait beaucoup de "travail" ensemble, ses critiques ont été toujours judicieuses.*



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Présentation</b>	<b>1</b>
1.1	Introduction . . . . .	1
1.2	Plan de la thèse . . . . .	3
1.3	Historique du 4Q . . . . .	5
<b>2</b>	<b>La coronographie à 4 Quadrants</b>	<b>7</b>
2.1	Principe . . . . .	7
2.1.1	Schéma de principe . . . . .	8
2.2	Propriétés mathématiques . . . . .	8
2.2.1	Relation de convolution en plan pupille . . . . .	9
2.2.2	Taux de réjection d'un masque monochromatique . . . . .	11
2.2.3	Taux de réjection dans le cas polychromatique . . . . .	12
2.3	Discussion:	
	Utilisation d'un masque monochromatique . . . . .	14
2.3.1	Utilisation au sol . . . . .	15
2.3.2	Utilisation sur le NGST . . . . .	16
2.4	Comparaison qualitative des différents dispositifs coronographiques . . . . .	17
2.5	Articles sur le 4 Quadrants . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Présentation des résultats en laboratoire</b>	<b>39</b>
3.1	Introduction . . . . .	39
3.1.1	La fabrication du masque de phase . . . . .	39
3.1.2	Schéma optique . . . . .	42
3.1.3	Présentation du banc coronographique . . . . .	43
3.2	Résultats obtenus en lumière monochromatique . . . . .	44
3.2.1	Taux de réjection obtenu . . . . .	44
3.2.2	Effet de la soustraction d'une référence . . . . .	49
3.2.3	Stabilité du taux de réjection . . . . .	49
3.2.4	Limitations expérimentales . . . . .	50
3.2.5	Exemple de Détection d'un compagnon $\Delta m = 10.5$ . . . . .	51
3.3	Conclusion . . . . .	52
3.4	Article présentant les résultats obtenus . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Achromatisation du déphasage de <math>\pi</math></b>	<b>65</b>
4.1	Introduction . . . . .	65
4.2	Achromatisation par transmission . . . . .	66
4.2.1	Concept théorique . . . . .	66
4.2.2	Cas général . . . . .	66
4.2.3	Résultats de simulations . . . . .	71
4.2.4	Budget d'erreur . . . . .	71
4.2.5	Procédure de réalisation . . . . .	77
4.3	Achromatisation par réflexion . . . . .	80
4.3.1	Principe . . . . .	80
4.3.2	Théorie matricielle des systèmes en couches minces . . . . .	82
4.3.3	Résultats des simulations . . . . .	83

4.3.4	Les cas Visible et proche infrarouge . . . . .	86
4.3.5	Le cas en infrarouge thermique . . . . .	89
4.3.6	Discussion . . . . .	93
4.4	Lame déphasante $\lambda/2$ . . . . .	94
4.5	Conclusion . . . . .	96
<b>5</b>	<b>Coronographie sur le NGST</b>	<b>97</b>
5.1	Présentation du NGST . . . . .	97
5.2	Présentation de l'instrument MIRI . . . . .	97
5.2.1	Schéma optique du module d'imagerie . . . . .	97
5.2.2	Développement du module coronagraphique . . . . .	98
5.3	Les Objectifs scientifiques . . . . .	101
5.3.1	recherche des disques circumstellaires . . . . .	101
5.3.2	recherche d'exo-Jupiters . . . . .	101
5.4	Simulations numériques . . . . .	102
5.4.1	Présentations des hypothèses de départ . . . . .	102
5.4.2	Etude des facteurs de dégradation . . . . .	102
5.4.3	Effet du chromatisme . . . . .	107
5.4.4	Le bruit de tavelure . . . . .	108
5.5	Détectabilité des exo-planètes autour des étoiles proches. . . . .	111
5.5.1	Simulation du profil résiduel . . . . .	111
5.5.2	Résultats sur la circularisation de la pupille de TRW . . . . .	112
5.5.3	Les caractéristiques du télescope . . . . .	113
5.5.4	Cas d'exo-Jupiters . . . . .	113
5.5.5	Choix de l'échantillon d'étoiles proches . . . . .	116
5.5.6	Modélisation des exo-planètes . . . . .	116
5.5.7	Résultats de detectabilité . . . . .	118
5.6	Discussion . . . . .	124
<b>6</b>	<b>La Coronographie sur les Interféromètres</b>	<b>125</b>
6.1	Historique de l'interférométrie . . . . .	125
6.2	Présentation des différents type de recombinaison . . . . .	127
6.2.1	La recombinaison Fizeau . . . . .	127
6.2.2	La recombinaison du type Michelson . . . . .	131
6.2.3	La recombinaison Densifiée . . . . .	132
6.3	Qualité de l'image . . . . .	136
6.3.1	Gain en magnitude . . . . .	136
6.3.2	Nombre d'éléments de résolution dans l'image . . . . .	137
6.3.3	La densification de pupille: Optimisation du plan (u,v) . . . . .	138
6.4	Résultats sur le ciel . . . . .	139
6.5	Application de densification sur le Keck/GTC . . . . .	140
6.6	Application de la coronographie à l'interférométrie . . . . .	141
6.6.1	Le cas au sol avec le VLT . . . . .	142
6.6.2	Le cas spatial avec les Projets DARWIN/TPF . . . . .	142
6.7	Articles sur les interféromètres imageurs avec un coronographe . . . . .	142
6.8	Discussion . . . . .	166

<b>7</b>	<b>Simulations numériques pour “Planet Finder”</b>	<b>167</b>
7.1	Présentation de “Planet Finder” . . . . .	167
7.2	Simulation numérique avec une DSP . . . . .	167
7.3	Les résultats de simulations . . . . .	169
7.3.1	Taux de réjection . . . . .	169
7.3.2	Etude du niveau des tavelures . . . . .	171
7.4	Simulation numérique avec les coefficients de Zernike . . . . .	172
7.4.1	Les résultats pour le 4 quadrants . . . . .	173
7.4.2	Les résultats pour le CIA . . . . .	176
7.5	Discussion . . . . .	178
<b>8</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>181</b>
<b>9</b>	<b>Bibliographie</b>	<b>190</b>
<b>A</b>	<b>Quelques considérations sur la turbulence atmosphérique</b>	<b>191</b>
A.1	Introduction . . . . .	191
A.2	Notion de DSP (Densité Spectrale de Puissance) . . . . .	191
A.2.1	Les DSP les plus employées en astronomie . . . . .	191
A.2.2	Quelque exemples numériques . . . . .	193
A.3	Turbulence générée à partir des Zernikes . . . . .	194
A.3.1	Définition mathématique des polynômes de Zernike . . . . .	194
A.3.2	Exemple d’utilisation . . . . .	195
<b>B</b>	<b>Articles à referee</b>	<b>197</b>
<b>C</b>	<b>Articles de colloques</b>	<b>203</b>



# Table des figures

Figure 2.1	Schéma de principe du 4 quadrants . . . . .	8
Figure 2.2	Propriété remarquable de la convolution du 4Q en plan pupille. . . . .	10
Figure 2.3	Images pupillaire simulées en présence du 4Q . . . . .	11
Figure 2.4	Le Taux de réjection en fonction de R . . . . .	13
Figure 2.5	Simulation numérique d'une couche de Silice sur du $CaF_2$ . . . . .	15
Figure 3.1	Explication du procédé du "Lift-Off" . . . . .	40
Figure 3.2	Schéma présentant la transition entre les quadrants. . . . .	41
Figure 3.3	Photographie du 4 Quadrants numéro 9 . . . . .	41
Figure 3.4	Photographie du masque et de son support . . . . .	41
Figure 3.5	Schéma optique du banc coronographique. . . . .	42
Figure 3.6	Image du banc coronographique du LESIA . . . . .	43
Figure 3.7	Action du 4Q au plan pupille. . . . .	44
Figure 3.8	Image de lumière uniforme avec le masque 4Q. . . . .	45
Figure 3.9	Schéma optique du spectro-coronographe . . . . .	46
Figure 3.10	Détermination spectroscopique de la marche du 4Q . . . . .	47
Figure 3.11	Résultats en monochromatique. . . . .	48
Figure 3.12	Images du résidu coronographique. . . . .	48
Figure 3.13	Effet de la soustraction d'une référence. . . . .	49
Figure 3.14	Stabilité du taux de réjection. . . . .	50
Figure 3.15	Images avec un compagnon $\Delta m = 10.5$ . . . . .	52
Figure 4.1	Schéma de principe du masque achromatique en transmission. . . . .	68
Figure 4.2	Indices de réfraction du $SiO_2$ et du $CaF_2$ . . . . .	69
Figure 4.3	Résultats des simulations en Bande R et K. . . . .	70
Figure 4.4	Simulation des multiples solutions en Bande K. . . . .	70
Figure 4.5	Résultats des simulations en Bande N. . . . .	71
Figure 4.6	Influence de la température. . . . .	72
Figure 4.7	Influence du rapport F/D. . . . .	73
Figure 4.8	Influence du parallélisme. . . . .	74
Figure 4.9	Influence des erreurs d'épaisseurs en Bande K. . . . .	75
Figure 4.10	Influence des erreurs d'épaisseurs sur la phase. . . . .	76
Figure 4.11	Influence de la variation de dispersion des indices. . . . .	77
Figure 4.12	La procédure de fabrication. . . . .	78
Figure 4.13	Schéma de principe de l'achromatisation en réflexion. . . . .	81
Figure 4.14	Indice de réfraction des matériaux en couches minces. . . . .	84
Figure 4.15	Résultats des simulations en Bandes R et I. . . . .	86
Figure 4.16	Résultats des simulations en Bande K. . . . .	87
Figure 4.17	Effets des erreurs d'épaisseur en Bande K. . . . .	88
Figure 4.18	Influence du rapport F/D sur le masque en réflexion. . . . .	88
Figure 4.19	Influence des erreurs de surface. . . . .	89
Figure 4.20	Résultats en Bande N . . . . .	91
Figure 4.21	Résultat à $15\mu m$ . . . . .	91
Figure 4.22	Effets des erreurs d'épaisseur en Bande N. . . . .	92
Figure 4.23	Schéma de principe pour les lames demi ondes . . . . .	94
Figure 4.24	Action des lames demi-ondes sur les deux polarisations . . . . .	95

Figure 4.25	Exemple d'achromatisation avec des lames demi ondes. . . . .	95
Figure 5.1	Schéma optique de l'instrument MIRI. . . . .	98
Figure 5.2	Présentation du module spectroscopique. . . . .	98
Figure 5.3	Schéma de principe du plan focal de MIRI. . . . .	99
Figure 5.4	La pupille Lockheed-Martin. . . . .	100
Figure 5.5	La pupille TRW. . . . .	100
Figure 5.6	Les deux types d'erreurs en plan pupille. . . . .	102
Figure 5.7	Les erreurs de surface en plan pupille. . . . .	103
Figure 5.8	Le diaphragme de Lyot utilisé pour les simulations. . . . .	103
Figure 5.9	Influence des interstices entre les segments sur le taux de réjection. . .	104
Figure 5.10	Influence des erreurs de surface. . . . .	105
Figure 5.11	Influence des pistons et des tip-tilts différentiels. . . . .	106
Figure 5.12	Influence des erreurs de pointage. . . . .	107
Figure 5.13	Influence des erreurs de surface sur les tavelures. . . . .	108
Figure 5.14	Influence des pistons et tip-tilts sur les tavelures. . . . .	109
Figure 5.15	Influence des erreurs de pointage sur les tavelures. . . . .	110
Figure 5.16	Image et profils à $10\mu m$ . . . . .	111
Figure 5.17	Les profils résiduels de référence. . . . .	112
Figure 5.18	Les profils résiduels pour le cas circularisé. . . . .	112
Figure 5.19	Figure montrant les bandes photométriques M,N,Q. . . . .	114
Figure 5.20	Le modèle de Burrows . . . . .	115
Figure 5.21	Le spectre de Jupiter. . . . .	115
Figure 5.22	Distribution des étoiles proches. . . . .	116
Figure 5.23	Différences de magnitudes à $5\mu m$ . . . . .	117
Figure 5.24	Différences de magnitudes à $10\mu m$ . . . . .	117
Figure 5.25	Différences de magnitudes à $20\mu m$ . . . . .	117
Figure 5.26	Influence du type stellaire (G2V et K2V ) . . . . .	119
Figure 5.27	Influence du type stellaire (F0V et M0V ) . . . . .	119
Figure 5.28	Influence du de la distance planète - étoile (G2V) . . . . .	120
Figure 5.29	Influence du de la distance planète - étoile (K2V) . . . . .	120
Figure 5.30	Probabilité de détection pour les distances de 1 et 5 UA. . . . .	122
Figure 5.31	Probabilité de détection pour les distances de 10 et 20 UA. . . . .	122
Figure 5.32	Nombre de compagnons détectés pour les distances de 1 et 5 UA. . . .	123
Figure 5.33	Nombre de compagnons détectés pour les distances de 10 et 20 UA. . .	123
Figure 6.1	Image de la poutre de Michelson. . . . .	125
Figure 6.2	Images de I2T et de GI2T. . . . .	126
Figure 6.3	Recombinaison Fizeau en géométrie carrée. . . . .	129
Figure 6.4	Recombinaison Fizeau en géométrie circulaire. . . . .	129
Figure 6.5	Recombinaison Fizeau en géométrie hexagonale. . . . .	130
Figure 6.6	Recombinaison Fizeau en géométrie aléatoire. . . . .	130
Figure 6.7	Schéma de principe d'un interféromètre de Michelson. . . . .	131
Figure 6.8	Schéma de principe d'un densifieur. . . . .	133
Figure 6.9	Recombinaison densifiée avec la géométrie carrée. . . . .	134
Figure 6.10	Recombinaison densifiée avec la géométrie circulaire. . . . .	134
Figure 6.11	Recombinaison densifiée avec la géométrie hexagonale. . . . .	135
Figure 6.12	Recombinaison densifiée avec la géométrie aléatoire. . . . .	135
Figure 6.13	Profils des simulations Fizeau et densifiée. . . . .	136
Figure 6.14	Schéma de principe du mode VLTi multi-densifié. . . . .	138

Figure 6.15	Image de Castor en pupille densifiée. . . . .	139
Figure 6.16	Simulation de turbulence sur le télescope Keck. . . . .	140
Figure 6.17	Effet de la densification sur la qualité de l'image. . . . .	141
Figure 7.1	DSP pour l'optique adaptative. . . . .	168
Figure 7.2	Images des écrans de phase. . . . .	168
Figure 7.3	Image obtenue avec 5000 poses sommées. . . . .	169
Figure 7.4	Intensité résiduelle pour le 4Q et le CIA avec un SR=80%. . . . .	170
Figure 7.5	Intensité résiduelle pour le 4Q et le CIA avec un SR=90%. . . . .	170
Figure 7.6	Intensité des tavelures avec un Strehl de 80% et 90%. . . . .	171
Figure 7.7	DSP d'une optique adaptative simulée avec des polynômes de Zernike. .	173
Figure 7.8	Image de la phase au plan pupille. . . . .	173
Figure 7.9	Image obtenue avec les poses corrigées pas l'optique adaptative. . . . .	174
Figure 7.10	Variation du SR et de l'intensité maximum résiduelle. . . . .	174
Figure 7.11	Variation temporelle de l'intensité résiduelle. . . . .	175
Figure 7.12	Résultats sur la variance résiduelle en fonction du temps pour le 4Q. .	176
Figure 7.13	Comparaison sur l'intensité maximum résiduelle du 4Q et du CIA. . . .	177
Figure 7.14	Variance résiduelle pour le CIA. . . . .	178
Figure A.1	Comparaison des diveres DSP. . . . .	193
Figure A.2	Ecrans de phase pour Kolmogorov et Von Karman. . . . .	193
Figure A.3	Ecrans de phase pour le résidu d'une AO et de polissage. . . . .	194
Figure A.4	Ecran de phase obtenu avec des polynômes de Zernike. . . . .	195



# Liste des tableaux

Table 2.1	Utilisation du masque monochromatique avec $\lambda \neq \lambda_0$ . . . . .	12
Table 2.2	Utilisation du masque monochromatique avec une bande spectrale $\lambda_0 \pm \Delta\lambda/2$	13
Table 2.3	Comparaison qualitative des coronographes existants . . . . .	17
Table 3.1	Spécifications optiques des supports des masques de phase . . . . .	39
Table 4.1	Résultats pour le couple $CaF_2 / SiO_2$ . . . . .	69
Table 4.2	Table d'indice pour le $CaF_2$ et le $SiO_2$ . . . . .	76
Table 4.3	Solutions trouvées pour une variation de dispersion de $3.10^{-5}$ sur le $SiO_2$	77
Table 4.4	Quelques couples de matériaux utilisés en couches minces . . . . .	83
Table 4.5	Les différents types d'anti-reflets possibles . . . . .	84
Table 4.6	Résultats pour les bandes R,I,K . . . . .	86
Table 4.7	Résultats pour les bandes N et $15 \mu m$ . . . . .	90
Table 5.1	Les paramètres de la simulations pour le coronographe sur MIRI . . . . .	113
Table 5.2	Table de températures (Burrows C.J. et al. 1997) pour de possibles exo-Jupiters . . . . .	114
Table 5.3	Les différents paramètres du calcul Signal/Bruit. . . . .	118
Table 6.1	Energie contenue dans le pic en mode Fizeau/densifié . . . . .	136
Table 6.2	Nombre d'éléments de résolution pour un interféromètre . . . . .	137
Table 6.3	Quelques mesures photométriques sur Castor A-B (Gillet S. et al 2002) .	139



**Abstract:** In this thesis work a complete study of the four quadrants coronagraph is presented. This new coronagraph offers performances of extremely large theoretical rejection factor ( $> 10^6$ ). These performances open possibilities of exo-planets detection around nearby stars. The first laboratory results gave an attenuation rate higher than 44000 on the central peak. Thus, I naturally studied all the possible uses of this coronagraph on ground-based as well as on the space telescopes. On the former, this device can be used, coupled with high order adaptive optics for detection of brown dwarves and hot giant planets around the closest stars. On the latter, I focalized my interest on the MIRI instrument (Mid InfraRed Imager) for the NGST telescope, and on a space interferometer (for “Terrestrial Planet Finder”) of NASA. Numerical simulations are presented within the framework of the “Planet Finder” ESO project. Nevertheless, an important problem must be solved: the chromatism of  $\pi$  phase-shift. Thus, I will present three solutions leading to the achromatisation of the coronagraph.

---

**Résumé:** Je présenterai dans ce travail de thèse une étude complète du coronographe à quatre quadrants proposé par D. Rouan (2000). Ce nouveau coronographe offre des performances de réjection théoriques extrêmement importantes ( $> 10^6$ ). Ces performances ouvrent des possibilités de détection d'exo-planètes autour des étoiles proches. Les premiers résultats en laboratoire, ont donné des taux d'atténuation supérieurs à 44000 sur le pic central. J'ai donc naturellement étudié toutes les utilisations possibles de ce coronographe au sol comme dans l'espace. En premier lieu, il peut être utilisé sur les télescopes au sol avec une optique adaptative à haut Strehl pour la détection des naines brunes et des planètes géantes chaudes autour des étoiles les plus proches. Ensuite je me suis intéressé à l'utilisation du 4Q sur l'instrument MIRI (Mid InfraRed Imager) du NGST, puis sur un interféromètre spatial (pour “Terrestrial Planet Finder”) de la NASA. Des simulations numériques seront présentées dans le cadre du projet “Planet Finder” de l'ESO. Néanmoins, un des problèmes majeurs du masque à 4 quadrants reste le chromatisme du déphasage de  $\pi$  pour une utilisation en large bande dans le cadre du projet TPF. Je présenterai donc des solutions permettant d'achromatiser le coronographe.

---

# Chapitre 1

## Présentation

### 1.1 Introduction

Depuis 1995 avec la découverte de la première planète autour de l'étoile 51 Peg par Mayor et Queloz (Mayor M. & Queloz D. 1995) à l'aide du spectrographe Elodie sur le 1.93 m de l'OHP, on en a découvert près de 100 avec cette méthode spectroscopique. Ce type de détection repose sur la mesure extrêmement précise de vitesses radiales. On utilise pour cela un spectrographe à haute résolution spectrale qui crée un spectre dans le visible comportant de multiples raies d'absorptions de l'étoile. Si l'étoile possède une planète massive et assez proche de celle-ci, elle subira alors un mouvement réflexe de va et vient visible par l'observateur. Ce mouvement est très faible amplitude, il correspond à des vitesses de l'ordre d'une dizaine de mètres par seconde, ce qui se traduit par un écart sub-pixel sur chaque raie dans le spectre. En procédant à une étude statistique de cet écart sur toutes les raies de l'étoile et en comparant à un spectre de référence d'une lampe spectrale Thorium-Argon pour s'affranchir des biais instrumentaux, le signal réflexe devient détectable. On a trouvé plus de 100 planètes autour d'étoiles proches par cette technique des vitesses radiales (Butler R.P. & Marcy G.W. 1996; Santos N.C. et al. 2000a; Santos N.C. et al. 2000b; Udry S. et al. 2000; Butler R.P. et al. 2001). C'est donc une méthode indirecte de détection des exo-planètes qui se limite aux planètes massives et assez proches de l'étoile (Jorissen A. et al. 2001; Santos N.C. et al. 2001a) ( $d < 1$  UA pour une Jupiter ou plusieurs UA pour les planètes gazeuses de masse plus importante). Quant aux planètes telluriques à 1 UA, la vitesse radiale n'est plus que de 10 cm/s seulement et demeurent encore hors de portée des instruments spectroscopiques actuels ou futurs comme HARPS qui devrait tendre vers le m/s. Néanmoins, une planète d'une dizaine de masse terrestre peut être détectée autour d'étoiles du type M.

D'autres types de détection (Schneider J. 1999), toujours de façon indirecte existent. La première a été faite un peu par hasard. En 1992, lors du chronométrage du pulsar PSR 1257+12 A. Wolszczan (Wolszczan A. & Frail D. 1992) découvre une périodicité complexe du signal radio. Il suppose alors que cela est dû à quatre planètes de faibles masses autour du pulsar qui créent un mouvement réflexe sur celui-ci et donc agissant sur son signal radio. Les planètes trouvées font 0.015, 3.4, 2.8, 100 masses terrestres. Un problème majeur apparaît: comment des corps de si faible masse peuvent-ils résister à l'explosion d'une supernova dont est issu le pulsar. Il est néanmoins possible que ces planètes aient pu se former bien après l'explosion de l'étoile. La question reste encore en suspens.



La seconde méthode consiste à détecter une occultation cyclique de l'étoile par le compagnon. La méthode des transits a donnée lieu à la confirmation de la présence d'une planète géante autour de HD 209458 (Charbonneau D. et al. 2000) détectée auparavant par vitesses radiales (Queloz D. et al. 2000). Cette technique s'applique uniquement aux planètes ayant une orbite très proche de leur étoile (type "Pégaside"), le demi grand-axe est de l'ordre de 0.05 UA ou avec une inclinaison orbitale très proche de  $90^\circ$ . L'extinction est ici de l'ordre de seulement 1.7% et cela dure quelques heures, il faut donc avoir une précision photométrique importante pour détecter cette faible différence de flux. Concernant le transit de planète tellurique, l'extinction devient très faible (celle-ci est proportionnelle au rapport diamètre planétaire sur diamètre stellaire), elle atteint alors seulement  $10^{-4}$ . Le satellite COROT (Schneider J. et al. 1998) développé en partie ici au LESIA pourra en théorie détecter des planètes telluriques de diamètre supérieur à 3 rayons terrestres.

La prochaine étape consistera en la détection directe de compagnons faibles autour des étoiles les plus proches. Regardons de plus près les contrastes que l'on peut avoir entre l'étoile et son compagnon. Les planètes du type Jupiter chaud ont une différence de flux par rapport à leur étoile d'un facteur 100 en infrarouge thermique et près de  $10^6$  environ dans le visible. Pour les Jupiters "froids", donc loin de leur étoile, l'écart se creuse et l'on arrive alors à des rapports de flux de près  $10^5$  en infrarouge thermique et  $10^8$  dans le visible. Concernant les planètes telluriques comme la Terre, on perd encore un facteur 100 par rapport au cas précédent. Le problème central de la détection, sera d'atténuer suffisamment la tache de diffraction de l'étoile pour ne pas éblouir la planète et permettre ainsi sa détection.

La première idée d'un système optique anti-éblouissement fut en 1978, le concept de l'interféromètre à deux télescopes en opposition de phase (Bracewell R.N. 1978), qui a la propriété d'annuler le flux de l'étoile centrale et de laisser passer la faible lumière planétaire avec malgré tout une atténuation de celle-ci (plus ou moins forte, selon la séparation angulaire étoile - planète).

L'autre concept optique utilisable pour l'annulation du flux stellaire, est la coronographie. C'est la solution retenue dans cette thèse pour la recherche exoplanétaire. De nouveaux dispositifs coronographiques performants sont apparus depuis moins de 5 ans avec entre autre le CIA (Gay J. & Rabbia Y. 1996 ) et le masque de phase de Roddier (Roddier F. & Roddier C. 1997). Ce document de thèse présente un nouveau type de coronographe de phase: le 4 Quadrants dont le concept a été inventé à Meudon par Daniel Rouan.

## 1.2 Plan de la thèse

En premier lieu, je présenterai brièvement le principe du coronographe à 4 Quadrants, ce chapitre comportera deux articles publiés dans PASP (Publication of the Astronomical Society of the Pacific) qui montrera tous les aspects théoriques de ce coronographe. L'approche présentée est numérique (simulations sous IDL). A l'issue de ces diverses simulations, il apparaît que ce coronographe a, du moins en théorie, une réjection suffisante pour l'imagerie directe de planètes extrasolaires.

Au sein du LESIA (Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique) une dynamique s'est créée pour monter un banc optique de caractérisation de ce nouveau dispositif. Grâce à la venue de Jacques Baudrand au sein du groupe, j'ai pu avec son aide monter ce banc pour une caractérisation d'un masque dans le visible vers 640 nm. Il a fallu en premier lieu réaliser le masque et nous nous sommes pour cela adressés à la REOSC. Et c'est vers septembre 2001 que l'on a commencé à obtenir des résultats expérimentaux. Je présenterai donc dans le chapitre 2 les résultats obtenus sur le banc coronographique du LESIA.

Du fait que le 4Q est un coronographe de phase, le dispositif est totalement transparent contrairement aux dispositifs classiques de coronagraphie. Les performances seront optimales quand le déphasage de  $\pi$  sera parfaitement achromatique sur la bande passante considérée. Le chapitre 4, présente trois techniques différentes d'achromatisation du masque 4Q. Cette approche théorique, montre la faisabilité de ce type de composant pour deux cas très différents: la coronagraphie sur des instruments spatiaux et aussi la coronagraphie au sol sur les télescopes actuels équipés d'optiques adaptatives.

Un cas à part néanmoins apparaît, c'est le télescope spatial NGST. En effet, celui-ci possèdera une optique active de cophasage des segments qui composent la pupille du télescope. Il apparaît donc que la qualité de l'image ne sera pas parfaite malgré le fait que c'est un télescope spatial. Une étude complète est présentée au chapitre 5 dans le cadre de l'imageur MIRI dans l'infrarouge thermique concernant la probabilité de détecter avec cet instrument des planètes du type Jupiter.

Après la détection des planètes géantes, la prochaine étape sera la détection des planètes telluriques. Le groupe du LISE a publié un article dans ce sens (Boccaletti A. et al. 2000b) où l'on étudiait l'effet de la pastille de phase dans une configuration interférométrique utilisant la pupille densifiée (Labeyrie A. 1996). Cet article sera présenté à la fin du chapitre 6. J'explique auparavant les propriétés du mode de recombinaison densifiée permettant l'utilisation de la coronagraphie. Diverses autres applications de cette technique de recombinaison seront développées dans ce chapitre. Ce travail s'inscrit dans une étude TPF (Terrestrial Planet Finder) demandé par la NASA avec le groupe Boeing/SVS. L'étude était en concurrence parmi plusieurs études en parallèle non seulement au sein du groupe mais aussi en général (quatre grandes entreprises américaines faisaient partie de l'étude TPF : Boeing/SVS, Ball Aerospace, Lockheed Martin, et TRW). Pour diverses raisons, notre travail n'a pas été suffisamment pris en compte au sein du groupe Boeing, mais en décembre 2001 lors du choix des projets un interféromètre imageur à pupilles densifiées faisait son apparition mais seulement comme système un peu "futuriste".

J'ai développé un code numérique complet de simulation des dispositifs de densification et il apparaît que l'imagerie en pupille densifiée offre un gain assez important en terme de rapport signal sur bruit notamment. L'adjonction d'un coronographe de phase à 4 quadrants donne en théorie des performances supérieures aussi bien en infrarouge qu'en visible pour la détection d'exoplanètes du type tellurique autour des étoiles proches par rapport au dispositif classique type Bracewell (Bracewell R.N. 1978; Bracewell R.N. & McPhie R.H. 1979). Un article de modélisation sera présenté à la fin du chapitre 6 (Riaud P. et al. 2002). Cette voie est techniquement viable si nous arrivons à simplifier le plus possible le concept. Par exemple concernant les satellites, la réalisation d'une série de tailles et de masses limitées ou le fait même d'avoir une base fixe pour l'interféromètre.

Concernant la technique de la densification de pupille proposée par Antoine Labeyrie en 1996 (Labeyrie A. 1996), il serait important de réaliser un dispositif de taille réduite, disons quelques mètres, qui validerait ainsi les possibilités d'imagerie directe. J'espère que cela avancera dans ce sens dans les années à venir. Vu les difficultés importantes que présente un dispositif densifié il faudra faire oeuvre de pragmatisme et de détermination.

Nous avons étudié en premier l'utilisation d'un dispositif coronographique pour des télescopes spatiaux, mais malgré la turbulence atmosphérique le 4 quadrants peut aussi faire de la détection d'objets faibles au sol. Bien sur, avec des performances dégradées, il est hors de question d'observer des planètes du type telluriques, mais concernant des Jupiters chauds ou les naines brunes cela semble possible depuis le sol. L'ESO s'est intéressé à la recherche d'exoplanètes avec l'aide d'un des VLT, c'est l'appel d'offre " Planet Finder", la communauté française de la haute résolution angulaire ainsi qu'un groupe italo-germain ont alors répondu à l'appel d'offre. Tout naturellement, je me suis penché sur les performances attendues du coronographe avec une optique adaptative de haute performance: c'est ce que je présente au chapitre 7.

Procédons maintenant à un bref historique sur la genèse des coronographes.

## 1.3 Historique du 4Q

Bernard Lyot de l'observatoire de Meudon en 1930 a été le premier à vouloir occulter le disque solaire. Après un long labeur concernant la fabrication de pièces optiques de précision (il invente le contraste de phase un peu avant Zernike, pour contrôler la qualité en hautes fréquences - le micromamellonnage - de ses lentilles), il fabrique son coronographe juste avant la seconde guerre mondiale (Lyot B. 1939). C'est en 1945, à la Libération qu'il popularisera son instrument, en tournant un film impressionnant "Les flammes du Soleil" où l'on put voir de magnifiques protubérances Solaires. Une première idée d'un coronographe travaillant sur la phase et non sur l'amplitude a été développé par François et Claude Roddier en 1997 (Roddier F. & Roddier C. 1997). Il consistait à changer le masque de Lyot opaque par un masque transparent déphasant de  $\pi$ , de  $0.55\lambda/D$  de diamètre (où  $D$  est le diamètre du télescope) pour obtenir le maximum d'extinction. Un test en laboratoire a été fait en 1999 par Olivier Guyon (Guyon O. et al. 1999) avec un composant fabriqué par l'équipe de Salvador Cuevas de l'Université de Mexico. Il existe enfin un autre système coronographique performant le CIA pour Coronographe Interfero-Achromatique (Gay J. & Rabbia Y. 1996 ),(Baudoz P. et al. 2000a),(Baudoz P. et al. 2000b). Ce système est un interféromètre de Michelson dont un des bras tourne la pupille de  $180^\circ$  et la déphase de  $\pi$ . Le résultat à la sortie de l'interféromètre est la sommation de deux amplitudes en opposition de phase et tournées de  $180^\circ$ . Toute source centrée est totalement éteinte par le dispositif. La particularité intéressante de ce coronographe est de déphaser le front d'onde de façon achromatique par le passage au foyer d'un miroir sphérique.

C'est en avril 1999, que Daniel Rouan (LESIA), a présenté une nouvelle géométrie pour un coronographe de phase: un ensemble de damier déphasant de 0 et de  $\pi$  suivant la loi mathématique relative aux suites de Prouhet. Il vérifie par simulation que cet arrangement avait un effet coronographique, mais ce type de géométrie présentait un profil d'absorption cyclique pour le compagnon avec une amplitude importante.

En novembre 1999, lors d'un colloque DARWIN à Stockholm, il présente cette géométrie à Antoine Labeyrie. C'est alors qu'Antoine Labeyrie demande si l'on ne pouvait pas se contenter de la première valeur de la série : 0101. En revenant du colloque Daniel Rouan présente alors son idée de coronographe de phase avec la géométrie des suites de Prouhet ainsi que l'idée d'Antoine Labeyrie lors de la réunion exoplanètes organisé par Jean Schneider. Anthony Boccaletti étant présent, il demande une copie de l'article à Daniel Rouan. Mais étant très absorbé par le dépouillement des données ADONIS obtenues l'année précédente, il me présente le nouveau concept ainsi que le cas simplifié avec les quatre quadrants. Il fut alors facile de le tester, car ayant déjà des outils de calcul de diffraction avec le coronographe de Roddier, la nouvelle géométrie n'apporte pas de difficultés majeures.

J'ai bien sûr commencé par le cas plus simple: la première valeur de la série 0,  $\pi$ , 0,  $\pi$  et là il fallait bien le constater il ne restait plus grand chose de l'étoile dans l'image coronographique. Cette géométrie semblait "annihiler" la lumière de l'étoile. J'ai quand même passé près d'une semaine à vérifier qu'il n'y avait pas d'erreurs numériques dans la simulation. Je me suis alors lancé dans une simulation complète de ce nouveau dispositif coronographique.



# Chapitre 2

## La coronographie à 4 Quadrants

### 2.1 Principe

Je présente dans ce chapitre de thèse les principales caractéristiques du coronographe à 4 quadrants. Ce chapitre sera relativement court car le concept optique a été abondamment étudié dans deux articles publiés dans PASP. J'invite donc le lecteur à la fin de ce présent chapitre à aller consulter les articles pour avoir plus d'informations quantitatives sur cet instrument coronographique.

Le principe du coronographe repose sur un masque de phase comme celui de Roddier (Roddier F. & Roddier C. 1997; Guyon O. et al. 1999), mais ici on remplace la petite pastille déphasante de  $\pi$  par un masque qui sépare le plan focal en quatre parties symétriques:

deux avec un déphasage de  $\pi$  et deux autres sans déphasage. Dans le plan pupille du coronographe, la lumière d'une source ponctuelle centrée sur l'axe se trouve totalement rejetée à l'extérieur de la pupille géométrique du coronographe.

Un diaphragme de Lyot légèrement plus petit que la pupille géométrique permet donc de supprimer le flux de la source centrée. Par contre pour toute source légèrement décentrée l'effet du coronographe est beaucoup plus faible, le flux passe bien par le diaphragme et la source est peu atténuée. Le schéma de principe suivant montre le concept optique ainsi que toutes les étapes de la formation des images. Nous verrons qu'en théorie l'atténuation est totale pour ce type de coronographe. Dans la pratique bien sûr elle est limitée par la taille finie du masque, les imperfections des optiques, les problèmes de chromatisme du déphasage... etc .

Ce dernier point est très important, contrairement au cas du masque de Roddier le 4Q n'est pas affecté par le chromatisme géométrique. En effet, concernant le masque de Roddier celui-ci a une taille finie faible de  $0.55\lambda/D$  de diamètre. Pour avoir le meilleur taux de réjection, celui-ci doit être optimisé pour chaque longueur d'onde. Dans notre cas non, le masque est très grand devant la résolution de l'instrument ( $\lambda/D$ ), il nous reste donc que le problème du chromatisme de la phase qui sera abordé avec trois méthodes d'achromatisations dans le chapitre 4.

### 2.1.1 Schéma de principe

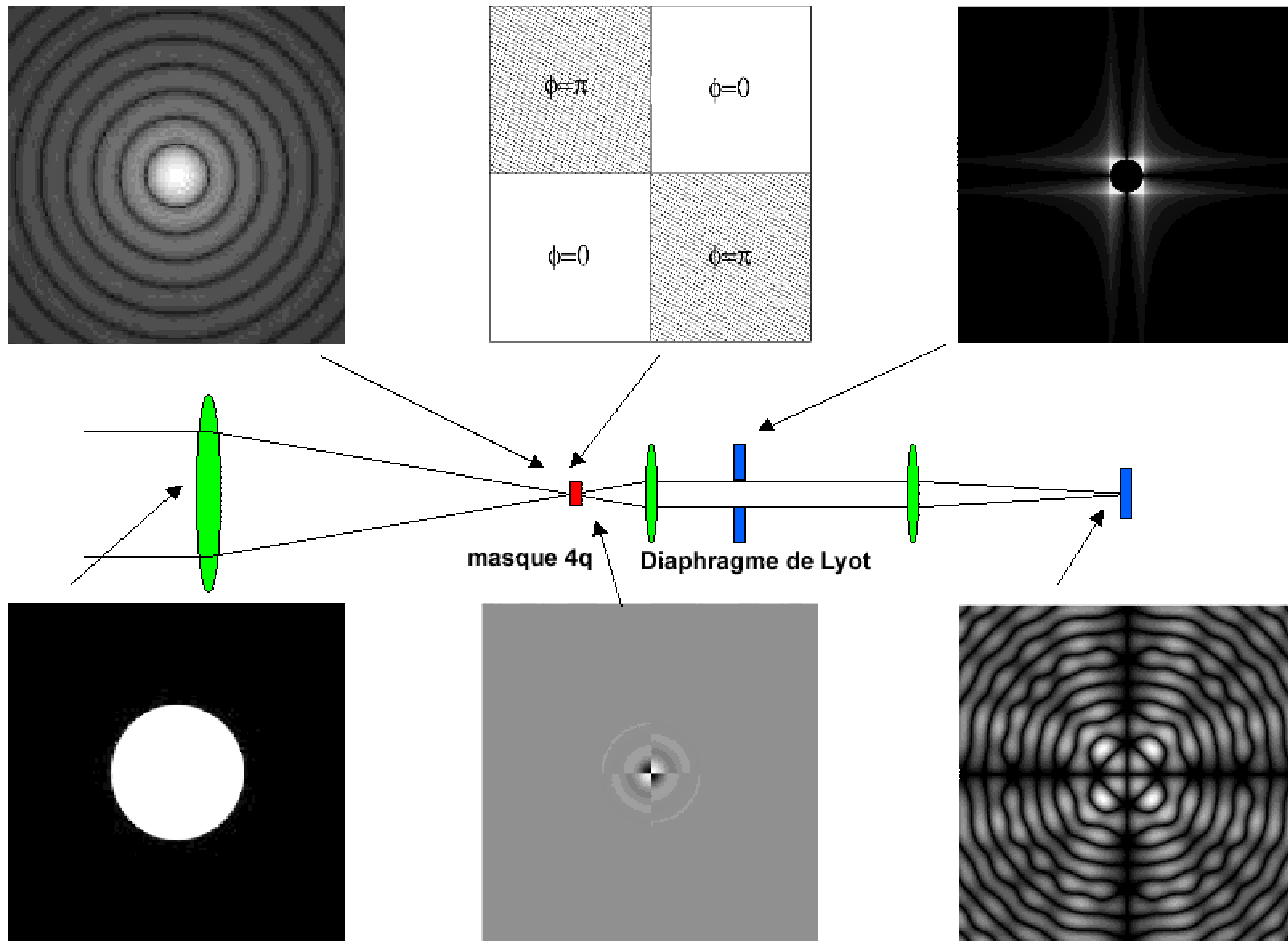


Figure 2.1: Schéma de principe du 4 quadrants. La pupille d'entrée de l'instrument (en bas à gauche), en haut à gauche la tache d'Airy et au centre en haut le masque 4Q. On visualise l'effet du masque sur l'amplitude de la tache d'Airy (au centre en bas). Enfin au plan pupille (en haut à droite) le flux de l'étoile est rejeté à l'extérieur de la pupille géométrique. La dernière image montre les résidus après filtrage par le diaphragme de Lyot du plan pupille coronographique. Les images n'ont pas une intensité linéaire pour bien faire ressortir les faibles contrastes. L'intensité maximum sur le pic est ici de l'ordre de  $10^{-6}$  du pic stellaire.

## 2.2 Propriétés mathématiques

En coronagraphie, nous n'avons pas de relation de convolution dans le plan image, mais en plan pupille. Nous allons maintenant décrire plus précisément le formalisme mathématique du masque de phase à quatre quadrants pour le taux de réjection attendu. En premier lieu plaçons-nous au plan focal où le masque agit, nous avons alors la relation suivante pour l'amplitude coronographique  $A_{coro}$  et  $M_{4q}$  la transmission du masque à 4 quadrants:

$$A_{coro}(\rho, \theta) = \left( \pi \cdot R_{tel}^2 \frac{2 \cdot J_1\left(\frac{\pi \cdot \rho \cdot R_{tel}}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi \cdot \rho \cdot R_{tel}}{\lambda}\right)} - \pi \cdot R_{obs}^2 \frac{2 \cdot J_1\left(\frac{\pi \cdot \rho \cdot R_{obs}}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi \cdot \rho \cdot R_{obs}}{\lambda}\right)} \right) \cdot \text{Signe}(\sin(2\theta)) \quad (2.1a)$$

$$M_{4q} = \text{Signe}(x) \cdot \text{Signe}(y) = \text{Signe}(\cos(\theta) \cdot \sin(\theta)) = \text{Signe}(\sin(2\theta)) \quad (2.1b)$$

Nous sommes ici en coordonnées polaire  $(r, \alpha)$ ,  $R_{tel}$  est le rayon du miroir primaire,  $R_{obs}$  le rayon de l'obstruction centrale enfin  $J_1(x)$  est la fonction de Bessel d'ordre 1. Nous tenons compte ici de l'obstruction centrale du télescope.

## 2.2.1 Relation de convolution en plan pupille

Maintenant plaçons-nous au plan pupille du coronographe. Dans le plan focal nous avons une simple multiplication, après une transformée de Fourier nous allons retrouver l'opération de convolution.

$$P_{coro}(u, v) = \Pi(0, R_{tel}) \otimes \left( P \left[ \frac{1}{uv} \right] + i.\pi.\delta(u).\delta(v) \right) - \Pi(0, R_{obs}) \otimes \left( P \left[ \frac{1}{uv} \right] + i.\pi.\delta(u).\delta(v) \right) \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \Pi(0, R) &= 1 & 0 \leq \sqrt{u^2 + v^2} \leq R \\ \Pi(0, R) &= 0 & \sqrt{u^2 + v^2} > R \end{aligned} \quad (2.3)$$

$P[1/(uv)] + i.\pi.\delta(u).\delta(v)$  la distribution "Valeur Principale de  $1/(uv)$ ".

En Polaire:  $u = r.\cos(\alpha)$  et  $v = r.\sin(\alpha)$ :

$$P_{coro}(r, \alpha) = \pi.R_{tel}^2.INT_{(0, R_{tel})} - \pi.R_{obs}^2.INT_{(0, R_{obs})} - \pi.R_{obs}^2.INT_{(R_{obs}, R_{tel})} \quad (2.4)$$

$$INT_{(R_1, R_2)}(r, \alpha) = \int_0^{2\pi} \frac{d\alpha}{\sin(2\alpha)} \left( \int_{r=R_1}^{R_2} \frac{r.dr}{r^2} \right) + i.\pi. \sum \delta(\pm R_2).\delta(\pm R_2) \quad (2.5)$$

On decoupe l'intégrale sur  $\alpha$  en quatre parties car pour les valeurs:  $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$  on a des singularités et l'intégrale est alors non définie.

$$\int_0^{2\pi} \frac{d\alpha}{\sin(2\alpha)} = \int_\epsilon^{\pi/2-\epsilon} + \int_{\pi/2+\epsilon}^{\pi-\epsilon} + \int_{\pi+\epsilon}^{3\pi/2-\epsilon} + \int_{3\pi/2+\epsilon}^{2\pi-\epsilon} \frac{d\alpha}{\sin(2\alpha)} \quad (2.6a)$$

$$\int_{r=R_1}^{R_2} \frac{r.dr}{r^2} = \ln(R_2) - \ln(R_1) \quad R_1, R_2 \text{ quelconque} \quad (2.6b)$$

$$\begin{aligned} 0 \leq r_1 \leq R_{tel} \quad et \quad 0 \leq r'_1 \leq R_{obs} \quad 0 < \alpha < \pi/2 \\ 0 \leq r_2 \leq R_{tel} \quad et \quad 0 \leq r'_1 \leq R_{obs} \quad \pi < \alpha < 3\pi/2 \\ 0 \leq r_3 \leq R_{tel} \quad et \quad 0 \leq r'_1 \leq R_{obs} \quad \pi/2 < \alpha < \pi \\ 0 \leq r_4 \leq R_{tel} \quad et \quad 0 \leq r'_1 \leq R_{obs} \quad 3\pi/2 < \alpha < 2\pi \end{aligned}$$

$$P_{coro}(r, \alpha) = \pi.R_{tel}^2.\ln\left(\frac{r_1.r_2}{r_3.r_4}\right) - \pi.R_{obs}^2.\ln\left(\frac{r'_1.r'_2}{r'_3.r'_4}\right) - \pi.R_{obs}^2.\ln\left(\frac{(r_1 - r'_1)(r_2 - r'_1)}{(r_3 - r'_3)(r_4 - r'_3)}\right) + S(\delta) \quad (2.8)$$

$$S(\delta) = i.\pi. \sum \delta(\pm R_{tel}).\delta(\pm R_{tel}) + \delta(\mp R_{obs}).\delta(\mp R_{obs}) \quad (2.9)$$



Nous pouvons remarquer que le plan pupille possède huit pics de Dirac avec un masque de taille infinie. Les quatre premiers se trouvent à l'intérieur de la pupille géométrique, ils sont dus à la présence d'une obstruction centrale, les quatre seconds se trouvent à l'extérieur de la pupille et ils sont de signes opposés au premier. Quand le masque est de taille finie, les distributions de Dirac, se transforment en sinus cardinaux, la fonction est alors de largeur finie et bien définie. Pour plus de commodité, nous supposons que le terme  $S(\delta)$  est suffisamment piqué aux huit positions pour l'éliminer dans le calcul. Cela suppose donc que le masque est très grand par rapport à la résolution angulaire de l'instrument.

Pour mener à bien le calcul jusqu'au bout, il faut connaître une propriété spéciale géométrique dans un cercle: la puissance d'un point par rapport au cercle (démonstration de Jean Gay). Le graphique suivant (Figure 2.2) montre quatre points  $r_1, r_2, r_3, r_4$  sur le cercle pour un angle  $\phi$  quelconque, on trouve toujours:

$$\frac{r_1 \cdot r_2}{r_3 \cdot r_4} = 1 \quad (2.10)$$

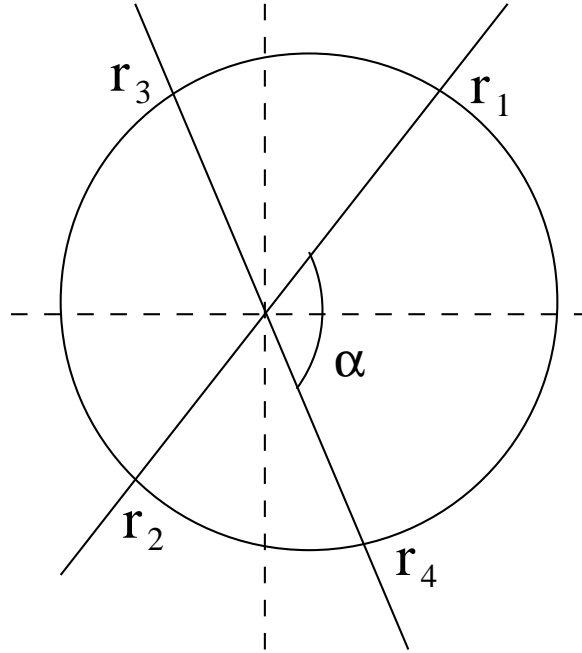


Figure 2.2: Soit quatre points appartenant au cercle pour un angle  $\alpha$  quelconque.

La relation de convolution pour tout le plan pupille (2.8) permet donc de calculer le flux résiduel  $F_r$  en plan pupille.

$$F_r = \frac{P_{coro}}{\pi \cdot (R_{tel}^2 - R_{obs}^2)} = \frac{R_{obs}^2}{(R_{tel}^2 - R_{obs}^2)} \quad (2.11)$$

Pour une obstruction de 14% en diamètre comme sur le VLT, on trouve un flux résiduel de 2% en plan pupille. L'obstruction centrale nécessite donc un diaphragme approprié de forme bien adaptée. Bien sur, nous retrouvons le résultat important du 4Q: sans obstruction centrale, le flux résiduel dans la pupille géométrique est théoriquement nul ( $F_r = 0$ ). Les deux figures (voir Figure 2.3) montrent en plan pupille l'effet du 4Q en présence ou non d'obstruction centrale (ici 25% en diamètre).

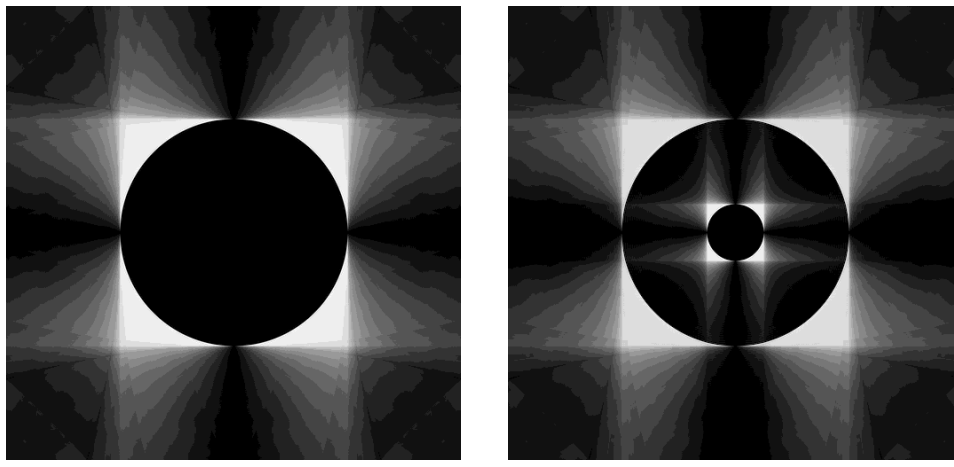


Figure 2.3: Images simulées de l'action du 4Q en plan pupille coronagraphique. A gauche la pupille est parfaite et circulaire, on a donc aucune lumière présente à l'intérieur de la pupille géométrique. A droite, le cas avec une pupille ayant 25% en diamètre d'obstruction centrale. Le flux résiduel est alors de 6.7% si l'on ne masque pas le centre de la pupille. Les contrastes des deux images ne sont pas linéaires.

### 2.2.2 Taux de réjection d'un masque monochromatique

$$\phi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \quad \text{et} \quad d\phi = 2\pi \delta \cdot \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad \implies \quad \frac{d\phi}{\phi} = \frac{d\lambda}{\lambda} \implies \frac{\Delta\phi}{\pi} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (2.12a)$$

Soit  $I$  l'intensité totale de l'étoile sans le coronagraphe,  $I = a^2$ , le quatre quadrants sépare l'amplitude de l'onde en deux composantes égales et sur chaque partie les erreurs de déphasage  $d\phi$  agissent. Si l'on décompose vectoriellement l'amplitude résiduelle  $a_r$ , on obtient les relations suivantes:

$$a_x = \frac{a}{2} - \frac{a \cdot \cos(\Delta\phi)}{2} \quad (2.13a)$$

$$a_y = -\frac{a \cdot \sin(\Delta\phi)}{2} \quad (2.13b)$$

$$a_r^2 = a_x^2 + a_y^2 \implies a_r^2 = \frac{a^2 (1 - \cos(\Delta\phi))}{2} \quad (2.13c)$$

Après l'action du masque coronagraphique, l'étoile est fortement atténuée et il reste seulement  $I_r = a_r^2$  d'intensité résiduelle dans le plan focal coronagraphique.

$$I_r = \frac{a^2 (1 - \cos(\Delta\phi))}{2} \quad (2.14a)$$

$$\begin{aligned} \text{Pour } \Delta\phi \ll 1 \quad &\implies \quad \cos(\Delta\phi) \approx 1 - \frac{\Delta\phi^2}{2} \\ I_r = \frac{a^2 \cdot \Delta\phi^2}{4} \quad &\implies \quad I_r = \frac{I \cdot \Delta\phi^2}{4} \end{aligned} \quad (2.14b)$$

Le taux de réjection est donné par le rapport des intensités  $I$  et  $I_r$  on a donc:

$$\tau = \frac{I}{I_r} = \frac{4}{\Delta\phi^2} \quad (2.15)$$

### 2.2.3 Taux de réjection dans le cas polychromatique

Pour un composant monochromatique utilisé à sa longueur d'onde de fabrication, le  $\tau = +\infty$ , si la géométrie pupillaire est adéquate. Pour des taux de réjection élevés, l'erreur de la phase  $\Delta\phi$  doit être extrêmement faible, inférieure à  $10^{-2}$  radian rms. Cela montre donc la nécessité de développer un composant achromatique. Par contre, pour des taux de réjection moyen  $\approx 1000$ , on peut utiliser un masque monochromatique avec une bande spectrale étroite, c'est ce que l'on va montrer dans le paragraphe suivant.

**Cas d'une seule longueur d'onde** Dans le cas où l'on utilise le masque à une longueur d'onde différente de celle que l'on doit utiliser on a tout simplement:

$$\tau_\lambda = \frac{4}{\pi^2} \cdot \left( \frac{\lambda}{\lambda - \lambda_0} \right)^2 \quad (2.16)$$

Table 2.1: Utilisation du masque monochromatique avec  $\lambda \neq \lambda_0$

$\lambda/(\lambda - \lambda_0)$	100	50	25	20	10	7	5	3
$\tau$	4052	1013	253	162	40	20	10	3

**Cas d'une bande spectrale** Maintenant intéressons-nous au taux de réjection sur une bande spectrale donnée. On se place dans le cas où l'on utilise une bande spectrale de  $\pm\Delta\lambda/2$ .

$$\Delta\phi = \phi \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \implies \Delta\phi = \pi \cdot (1 - \lambda_0/\lambda) \quad (2.17)$$

$$\tau_{(\Delta\lambda)} = \frac{4 \cdot \Delta\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Delta\phi^2 \cdot d\lambda} \quad (2.18a)$$

$$\tau_{(\Delta\lambda)} = \frac{4 \cdot \Delta\lambda}{\pi^2} \cdot \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} \left[ \left( 1 - \frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^2 d\lambda \right]^{-1} \quad (2.18b)$$

$$\tau_{(\Delta\lambda)} = \frac{4}{\pi^2 \cdot \left( 1 - \frac{4\lambda_0^2}{\Delta\lambda^2 - 4\lambda_0^2} + 2\frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \ln \left( \frac{2\lambda_0 - \Delta\lambda}{2\lambda_0 + \Delta\lambda} \right) \right)} \quad (2.18c)$$

Posons :  $R = \lambda_0/\Delta\lambda$

$$\tau_{(\Delta\lambda)} = \frac{4}{\pi^2 \cdot \left( 1 + \left( \frac{4R^2}{4R^2 - 1} \right) + 2R \cdot \ln \left( \frac{2R - 1}{2R + 1} \right) \right)} \quad (2.19a)$$

Avec un développement limité à l'ordre 4 du dénominateur quand  $R \rightarrow +\infty$ , nous obtenons les relations suivantes:

$$\frac{4R^2}{4R^2 - 1} \rightarrow 1 + \frac{1}{4R^2} + o\left[\frac{1}{R^4}\right] \quad (2.20a)$$

$$2R \cdot \ln\left(\frac{2R-1}{2R+1}\right) \rightarrow -2 - \frac{1}{6R^2} + o\left[\frac{1}{R^4}\right] \quad (2.20b)$$

$$\left(1 + \left(\frac{4R^2}{4R^2 - 1}\right) + 2R \cdot \ln\left(\frac{2R-1}{2R+1}\right)\right) \rightarrow \frac{1}{12R^2} + o\left[\frac{1}{R^4}\right] \quad (2.20c)$$

$$\tau_{(\Delta\lambda)} \approx \frac{48}{\pi^2} R^2 \quad (2.21)$$

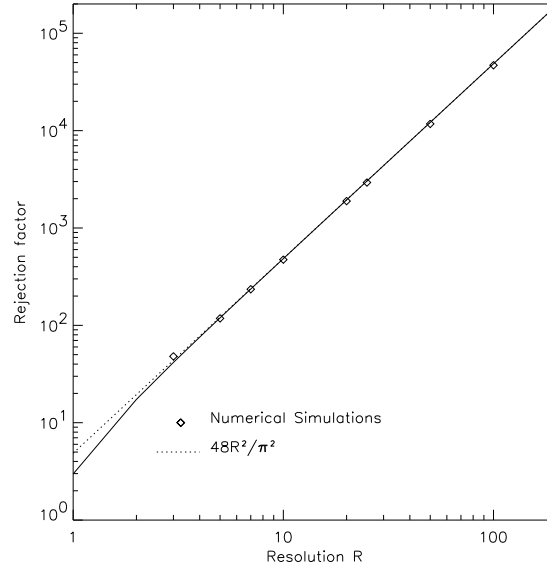


Figure 2.4: Le taux de réjection en fonction de la résolution spectrale (diagramme log-log). La courbe pleine correspond aux résultats de l'équation 2.19

Le tableau (voir Table 2.2) compare le résultat de la simulation numérique polychromatique avec le résultat théorique (voir Eq 2.19). La simulation consiste à sommer dix longueurs d'onde pour simuler la largeur spectrale de la source.

Table 2.2: Utilisation du masque monochromatique avec une bande spectrale  $\lambda_0 \pm \Delta\lambda/2$

R ( $\lambda_0/\Delta\lambda$ )	100	50	25	20	10	7	5	3
$\tau$	48636	12156	3037	1943	484	236	120	42
Simulations numériques (10 $\lambda$ )	46920	11732	2934	1891	473	235	118	48
Ecart	3.5%	3.5%	3.4%	2.7%	2.3%	0.4%	1.2%	6.6%

## 2.3 Discussion:

### Utilisation d'un masque monochromatique

Les taux de réjection calculés ici, correspondent au flux total rejeté par le coronographe sur toute la pupille géométrique. Le taux de lumière résiduel dans les tavelures est donc beaucoup plus faible. En particulier, sur le pic résiduel au centre du 4Q on gagne déjà au moins sur l'atténuation globale un facteur quatre, car le pic se retrouve divisé en quatre parties. Les mesures sur le banc coronographique montrent un facteur plus important de 10 entre l'atténuation du pic central sur la réjection globale (voir le chapitre 3). Concernant le contraste pour les tavelures loin du centre, on observe une décroissance du flux résiduel en  $\theta^{-2}$  où  $\theta$  est la séparation angulaire. Donc par exemple à  $3\lambda/D$  on est déjà 9 fois plus faible que le pic maximal, soit de 32 à 90 fois plus faible que la réjection totale selon que l'on prend le facteur 4 ou 10 cité précédemment.

Maintenant plaçons-nous dans le cadre de deux utilisations spécifiques:

- Utilisation au sol avec une optique adaptative
- Utilisation sur le NGST avec une pupille non circulaire

Regardons maintenant, quelle est la bande passante maximum que nous pouvons tolérer pour ne pas dégrader le taux de réjection total de plus de 10% par exemple ( $\epsilon_\lambda = 0.1$ ).  $\tau$  est le taux de réjection de l'instrument dans le cas monochromatique. On suppose aussi que la sommation des erreurs se fait de façon quadratique (ce qui semble être vérifié sur le banc coronographique). le taux de réjection du à l'effet du chromatisme du masque avec  $\epsilon_\lambda$  le facteur de dégradation toléré est donnée par l'équation suivante:

$$\frac{1}{\tau_\lambda} = \sqrt{\left( \frac{1}{(1 - \epsilon_\lambda)^2 \times \tau^2} - \frac{1}{\tau^2} \right)} \quad (2.22)$$

Si on s'accorde sur l'approximation 2.21 de l'équation 2.19a, on a alors directement la résolution maximale utilisable avec le masque monochromatique:

$$R_{max} \approx \frac{\pi}{\sqrt{48}} \cdot \left( \frac{1}{(1 - \epsilon_\lambda)^2 \times \tau^2} - \frac{1}{\tau^2} \right)^{-1/4} \quad (2.23)$$

Il intéressant de remarquer qu'un masque monochromatique est utilisable à plusieurs longueurs d'onde. En effet, pour un nombre impair k de période nous retrouvons un déphasage de  $\pi$ . Prenons un exemple si l'on dépose une marche de Silice sur un substrat de  $CaF_2$  de  $3.85\mu m$  on a un déphase de  $\pi$  pour  $3.6\mu m$  environ pour k=1, mais pour k=3 le déphasage de  $\pi$  est obtenu à  $2.2\mu m$ , pour k=5 on se retrouve à  $1.6\mu m$ , pour k=7 on se retrouve à  $1.2\mu m$  etc ... Avec ce procédé, on peut donc faire un masque pouvant fonctionner à différentes bandes spectrales différentes (ici L,K,H,J). Le masque restera bien sur monochromatique pour chaque bande considérée.

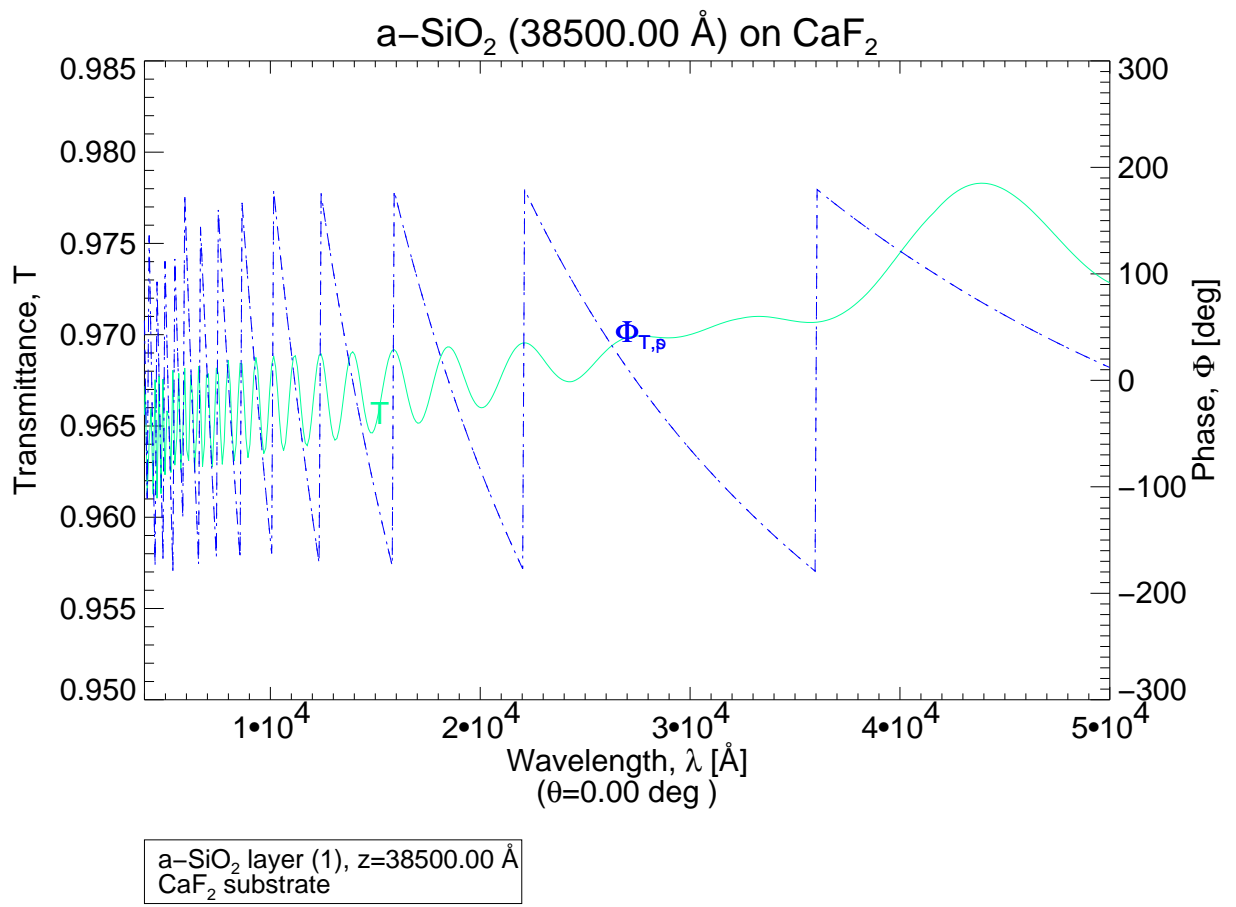


Figure 2.5: Simulation d’une couche de  $3.85\mu m$  de Silice sur du  $CaF_2$ . En vert la transmission du 4Q, en bleu le déphasage. Le déphasage est ici entre  $\pm\pi$ .

### 2.3.1 Utilisation au sol

Dans le cadre d’une utilisation d’un masque de phase, au sol il faut tout d’abord comparer les effets de la turbulence mais aussi de l’obstruction centrale du télescope par rapport à la perte de détectivité due à l’utilisation d’un composant monochromatique. Des simulations faites sur le VLT dans le cadre de la proposition de l’ESO “Planet Finder” (cf. le dernier chapitre où je détaille l’effet du 4Q et du CIA sur des images corrigées par une optique adaptative à haut Strehl) montrent un taux de réjection sur l’énergie totale est d’environ 30 et de plus de 1000 sur le maximum après la soustraction des quadrants. Dans ce cas, en prévoyant une marge de sécurité avec  $\epsilon_\lambda = 0.1$ , une bande passante réduite à  $R=3-4$  semble bien adaptée (voir Eq 2.23). Pour une utilisation, sur les bandes I,J,H,K avec le même dispositif coronographique, une achromatisation au premier ordre par exemple avec des lames demi-ondes semble suffisante (cf. le chapitre sur l’achromatisation de la phase du coronographe).

### 2.3.2 Utilisation sur le NGST

Le masque à quatre quadrants est un dispositif coronographique pouvant être parfaitement adapté pour une utilisation spatiale. Dans le cadre des études TPF, une solution utilisant celui-ci avec un interféromètre imageur (Riaud P. et al. 2002) a été proposée pour l'infrarouge thermique mais aussi dans le visible pour le mode spectroscopique à basse résolution ( $R < 100$ ). Les objectifs scientifiques sont la détection et la caractérisation spectrale de planètes telluriques donc le dispositif coronographique doit présenter le plus grand pouvoir de réjection possible sur une bande passante large comme  $6 - 20\mu m$ . Il est donc nécessaire d'avoir un masque parfaitement achromatisé sur la bande passante considérée.

Par contre, pour l'utilisation d'un masque 4Q sur le NGST, il est apparu possible d'utiliser un masque monochromatique sur une bande passante faible ( $R=10$ ). En effet la pupille sera constituée de segments hexagonaux avec le design optique de TRW (voir le chapitre sur NGST), de ce fait le taux de réjection sera beaucoup plus faible (285 pour l'énergie totale). Un dispositif monochromatique utilisé sur une résolution spectrale moyenne  $R=10-12$ , ne semble donc pas limiter les performances de l'instrument. Bien sur, les objectifs scientifiques du télescope NGST seront principalement la détection d'exo-planètes du type Jupiter ainsi que des naines brunes autour des étoiles proches ( $d < 50$  pc). Des simulations numériques seront présentées dans le chapitre présentant l'instrument MIRI du NGST.

## 2.4 Comparaison qualitative des différents dispositifs coronographiques

Je présente ici un tableau qualitatif des différents coronographes. J'ai essayé d'être le plus neutre possible, les différentes rubriques n'ont pas les mêmes poids pour l'estimation des qualités des différents dispositifs coronographiques. Ce tableau doit être dynamique, il est révisable à tout moment. Selon le type d'application demandé, on doit pouvoir choisir le dispositif le plus approprié.

Sujets	4Q	PKC	CIA	Roddier	Lyot
Concept optique	masque de phase	deux masques de phase	interféromètre	pastille de phase	masque occulteurs
Complexité	+	-	--	+/- (apodisé)	+/- (apodisé)
Taux de réjection	$> 10^6$	$> 10^6$	$> 10^6$	$10^4 / > 10^6$	$> 10^2 / 10^4$
à $\lambda/D$	$> 44000$	$> 3000$	$> 1000?$	$> 100/10000$	$> 100/1000$
à $3\lambda/D$	$\approx 4.10^5$	$\approx 3.10^4$	$\approx 10^4$	$\approx 10^5$	$\approx 10^4$
à $5\lambda/D$	$\approx 10^6$	$\approx 10^6$	$\approx 10^6$	$\approx 10^6$	$\approx 10^6$
Résultats Labo/Ciel	L/44000	L/3000	$L/1000 - C/100$	L/16	$C/100$
Luminosité	0.9	0.75	0.25	0.9/0.4	0.9/0.4
Chromatisme	--	--	0	----	0/-
Solution achromatique	++	+	0	-/+	0
Complexité ( $SR < 90\%$ )	-	---	0	--	0
Complexité ( $SR > 95\%$ )	---	----	0	----	0
Apodisation	0	0	0	++	++
Complexité technique	0	0	0	--	--
Effets des erreurs de surface	--	---	---	--	-
Effets du dépointage	---	---	----	--	-
Effets du piston/tip-tilt	---	---	---	--	-
Effets de la diffusion	-	-	-	-/-	-/-
Effets de l'obstruction	---	---	0	-	0/-
Effets (obstruction/Strehl)					
$SR < 90\%$	0	0	0	0	0
$SR = 90 - 95\%$	-	-	0	0	0
$SR > 95\%$	--	--	0	-	0/-
Effets (qualité du coronographe)					
Effet de bord du masque	-	--	0	--	-
Diffusion du coronographe	-	---	---	-	-
Complexité technique	-/-	---	---	-	-
Problème d'alignement	-	--	--	-	-
Solution	+ (flat)	0	0	0	+ (flat)
Fonction d'atténuation					
$< 0.5\lambda/D$	--	--	-	---	----/-
$0.5 - 1\lambda/D$	-	-	-	-	----/-
$1 - 3\lambda/D$	0	0	0	0	- -/-
$> 3\lambda/D$	0	0	0	0	0
Symétrie pupillaire	circulaire /elliptique	circulaire /elliptique	paire	pas de symétrie	pas de symétrie
Modes Fizeau/densifiée	+++ / ++	+++ / ++	+ / ++	- - / ++	- - / -

Table 2.3: Comparaison qualitative des coronographes existants



## 2.5 Articles sur le 4 Quadrants

Après avoir expliqué les principales propriétés du coronographe à quatre quadrants, je présente ici deux articles qui proposent un tour d’horizon assez exhaustif des possibles limitations de ce nouveau dispositif coronographique. Le premier article expose le principe, ainsi qu’une comparaison rapide avec d’autres systèmes comme le masque de Roddier et le CIA pour ce qui concerne les effets de tip-tilt. Enfin deux simulations numériques de détectabilité de compagnons faibles sont présentées.

Le second article est plus complet, car on présente alors toutes les limitations intrinsèques du dispositif, comme le taux d’atténuation du compagnon, les effets de la turbulence atmosphérique avec une étude sur chaque polynôme de Zernike. Enfin, on explique brièvement une possible achromatisation du déphasage de  $\pi$  avec la technique des couches minces en réflexion. Un chapitre entier de la thèse, explicitera en détail ce type de masque achromatique.



## The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle

D. ROUAN

DESPA, Observatoire de Paris—Meudon, 5 place J. Janssen, F-92195 Meudon, France; Daniel.Rouan@obspm.fr

P. RIAUD

Observatoire de Haute—Provence, F-04870 St Michel l'Observatoire, France; and Collège de France, 11 place M. Berthelot, F-75321 Paris, France;  
Pierre.Riaud@obspm.fr

A. BOCCALETTI AND Y. CLÉNET

DESPA, Observatoire de Paris—Meudon, 5 place J. Janssen, F-92195 Meudon, France; Anthony.Boccaletti@obspm.fr, Yann.Clenet@obspm.fr

AND

A. LABEYRIE

Observatoire de Haute—Provence, F-04870 St Michel l'Observatoire, France; and Collège de France, 11 place M. Berthelot, F-75321 Paris, France;  
Labeyrie@obs-hp.fr

*Received 2000 May 17; accepted 2000 August 6*

**ABSTRACT.** We describe a new type of coronagraph, based on the principle of a phase mask as proposed by Roddier and Roddier a few years ago but using an original mask design found by one of us (D. R.), a four-quadrant binary phase mask ( $0, \pi$ ) covering the full field of view at the focal plane. The mutually destructive interferences of the coherent light from the main source produce a very efficient nulling. The computed rejection rate of this coronagraph appears to be very high since, when perfectly aligned and phase-error free, it could in principle reduce the total amount of light from the bright source by a factor of  $10^8$ , corresponding to a gain of 20 mag in brightness at the location of the first Airy ring, relative to the Airy peak. In the real world the gain is of course reduced by a strong factor, but nulling is still performing quite well, provided that the perturbation of the phase, for instance, due to the Earth's atmosphere, is efficiently corrected by adaptive optics. We show from simulations that a detection at a contrast of 10 mag between a star and a faint companion is achievable in excellent conditions, while 8 mag appears routinely feasible. This coronagraph appears less sensitive to atmospheric turbulence and has a larger dynamic range than other recently proposed nulling techniques: the phase-mask coronagraph (by Roddier and Roddier) or the Achromatic Interfero-Coronagraph (by Gay and Rabbia). We present the principle of the four-quadrant coronagraph and results of a first series of simulations. We compare those results with theoretical performances of other devices. We briefly analyze the different limitations in space or ground-based observations, as well as the issue of manufacturing the device. We also discuss several ways to improve the detection of a faint companion around a bright object. We conclude that, with respect to previous techniques, an instrument equipped with this coronagraph should have better performance and even enable the imaging of extrasolar giant planets at a young stage, when coupled with additional cleaning techniques.

### 1. INTRODUCTION

The detection of faint extended or pointlike sources near bright astrophysical objects requires both a high angular resolution and a high dynamical range achievable with a dedicated instrument—a coronagraph—that can suppress most of the light from the bright source. Several designs have been proposed, but in all cases the effect of the atmospheric turbulence is a strong limitation, even with an excellent adaptive optics (AO) system, which appears mandatory in all cases.

A coronagraph with high dynamic range could be a powerful tool in a variety of astrophysical topics. In stellar physics, one could detect companions like low-mass stars, white or brown dwarfs, and also dust shells around asymptotic giant branch (AGB) and post-AGB stars, protoplanetary disks, or even the extended counterpart of the accretion disk of young stellar systems. In the field of extragalactic astrophysics, this technique can greatly contribute to an understanding of the structure (torus, disk, jets, star-forming regions, etc.) and dynamical process in the environ-

ment of active galaxy nuclei (Seyfert I and QSOs). The last example is related to the problem of the direct imaging of extrasolar planets, a question which is now becoming of paramount importance; a coronagraphic device appears absolutely mandatory since the contrast between the star and an orbiting planet, even as bright as Jupiter, is  $10^9$  in the visible and the near-IR. The space programs that currently envisage such a detection (DARWIN/EED on the European side: Léger et al. 1996; and Terrestrial Planet Finder on the U.S. side: Angel & Woolf 1997) are based on the interferometric coronagraph imagined by Bracewell (1978), where the light from several distant telescopes is combined with a  $\pi$  phase shift applied on half of the beams. Here, we are concerned only with single-aperture telescopes, the angular resolution of which is suited for the detection of outer planets orbiting nearby stars (10 pc typically). Different solutions for improving the coronagraphic capability have been proposed.

The first coronagraph was introduced by Lyot (1939) to observe solar protuberances and corona: it used an opaque amplitude mask at the focus, combined with a so-called Lyot stop at the relayed pupil. In the past few years, new concepts of stellar coronagraphs were described, using a modification of the phase rather than of the amplitude. Gay & Rabbia (1996; see also Baudoz, Rabbia, & Gay 2000) have proposed the concept of an interferometric nulling coronagraph (the Achromatic Interfero-Coronagraph [AIC]). This system is a modified Michelson's interferometer exploiting pupil rotation and therefore avoiding the use of a physical mask. The beam goes through a focus in one of the arm and then provides an achromatic  $\pi$  phase shift. Note that the AIC gives a perfect achromatic nulling when the source is exactly on-axis. Roddier & Roddier (1997) have proposed another type of stellar coronagraph using a disk phase mask (DPMC), the size of which is typically half the diameter of the Airy peak. The  $\pi$  phase shift introduced by the mask, produces a self-cancellation of the stellar light by destructive interferences inside the geometric pupil area.

The phase-mask technique is more efficient than the Lyot mask for observing faint objects very close to the star, but it exhibits a strong wavelength dependence (the mask diameter varies as  $\lambda$ ) and is sensitive to tip/tilt errors. For optimal performance, the spectral bandwidth must be restricted to 20 nm (for a wavelength of 1  $\mu$ m). In addition, pointing accuracy is very critical since 20 mas residual tip/tilt provides an extinction of no more than 2 mag (Guyon et al. 1999).

In our new concept, we propose to start from this idea of dividing the Airy pattern in several parts and applying a  $\pi$  phase shift to half of them, so that a destructive interference is produced. The idea is that splitting is done according to a four-quadrant design. As we show, this results in a more efficient nulling and a lower sensitivity to atmospheric seeing. The achievable spectral bandwidth is larger than

with the DPMC because the mask dimension does not depend on the wavelength.

In §§ 2 and 3, the principle of the four-quadrant coronagraph is depicted, and first results of simulations are presented for both the ideal phase-error-free case and the real world. In § 4 we discuss briefly the questions of manufacturing the mask, its limitations, and the improvements that can be achieved through data processing. In § 5 we examine the actual performance that can be expected, especially considering the question of direct imaging of exoplanets. In a following paper, a complete simulation of the different physical parameters, spectral bandwidth, turbulence level, tip/tilt accuracy, size of the Lyot stop, and so on, will be addressed.

## 2. PRINCIPLE AND SIMULATION OF THE "PERFECT CASE"

Figure 1 presents a layout of the system we propose. As in the coronagraph invented by Roddier & Roddier (1997), this setup uses a transmissive phase mask in the focal plane to provide a  $\pi$  phase shift on a well-defined area. Instead of a disk, here the mask is arranged according to a four-quadrant pattern: two quadrants on one diagonal without phase shift and the two other quadrants providing a  $\pi$  phase shift (Fig. 2a). A first lens makes an image of the pupil where a Lyot stop is installed, and finally a second lens provides the image of the focal plane. The mask extends all across the field of view, but in practice one uses a finite-size mask (see § 3).

Using such a device, and provided that the image of the bright star is exactly located at the center of the mask, the four beams combine in a destructive way at infinity and the stellar light is mostly rejected outside of the pupil area, with a stronger contribution near the edges (Fig. 2d). Then a Lyot stop, performing a spatial filtering, is placed in this exit pupil to remove the diffracted starlight. The basic optical design is presented in Figure 1, and the different steps of image formation are given in Figure 2. Although corresponding to an ideal case, this simulation clearly shows the detection of a close companion 15 mag fainter than the star. The four-quadrant symmetry provides a perfect balancing

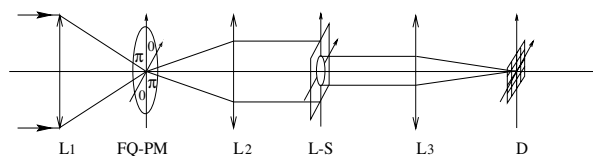


FIG. 1.—Optical scheme of our new phase-mask coronagraph: L1, L2, and L3 are three lenses in the optical system. L1 provides a large  $F/D$  ratio on the four-quadrant phase mask (FQ-PM), L2 images the pupil in the second plane, the Lyot stop (L-S) suppresses the diffracted starlight, and finally L3 forms the coronagraphic image on the detector (D).

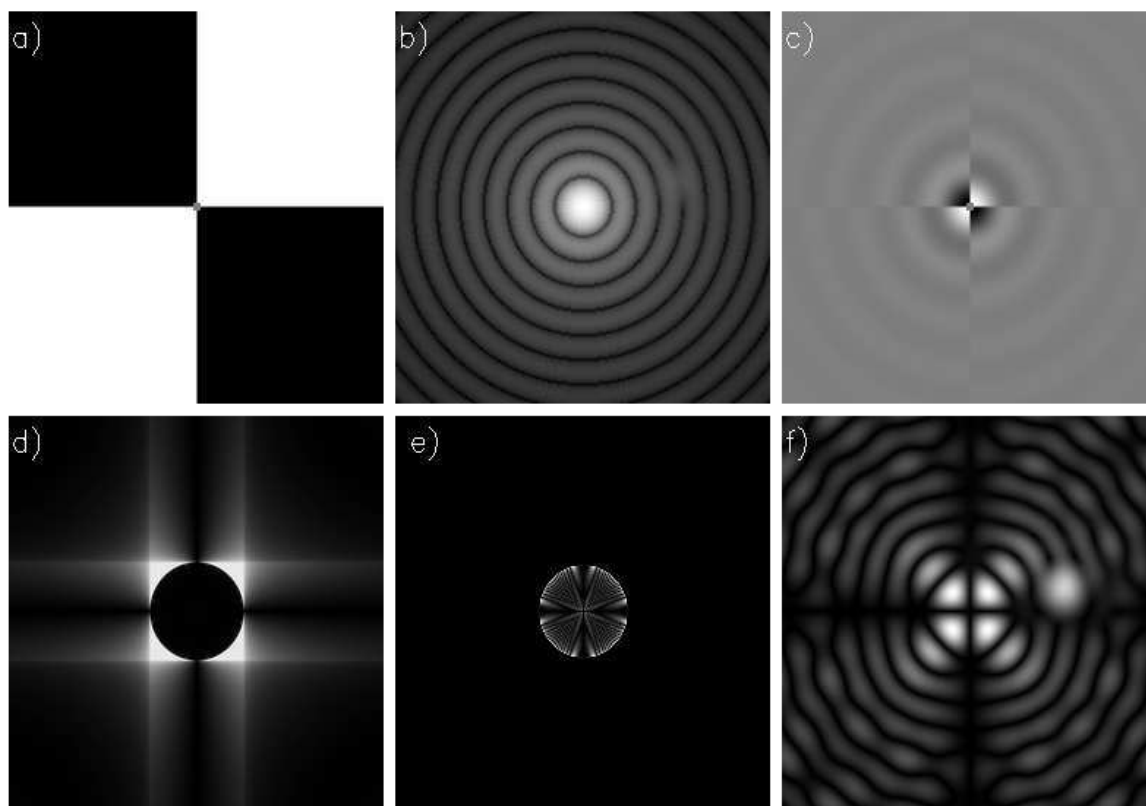


FIG. 2.—Numerical simulation illustrating the principle of the four-quadrant coronagraph. A companion 15 mag fainter (flux ratio of  $10^6$ ) is located  $2.1\lambda/D$  away from the star. The individual images show (a) the shape of the phase mask (white for 0 phase shift, black for  $\pi$  phase shift), (b) the Airy pattern displayed in intensity, (c) the complex amplitude of the star phase shifted by the mask, (d) the exit pupil, (e) the exit pupil through the Lyot stop (95% of the pupil diameter), and (f) the coronagraphic image where the companion is clearly visible. Images are displayed with nonlinear scale.

of fluxes between each pair of quadrants, as long as the star is accurately centered.

We have performed numerical simulations of the four-quadrant phase-mask coronagraph (FQ-PM) using IDL software. Large arrays were used (up  $1024 \times 1024$ ), so as to minimize the aliasing effect of fast Fourier transform and, second, to achieve a large pixel sampling of both the pupil and image plane. Only the inner part of the Airy pattern is taken into account (up to  $15\lambda/D$ ). The phase-mask shape fits the radial symmetry of the Airy pattern.

The intrinsic nulling performance of the four-quadrant coronagraph is theoretically excellent and comparable to the AIC (Baudoz 1999), in the monochromatic case: the rejection factor is more than  $10^8$  in intensity, as illustrated in Figure 3, where the monochromatic radial profile of a stellar image given by a telescope is shown in the standard case and in the case where an FQ-PM is used. Compared to the AIC, an advantage is the lack of image flip that could produce an uncertainty on the detection of a companion. However, it must be clear that the finite-wavelength bandwidth, the residual optical aberrations, and especially the atmospheric turbulence become important limitations, as in

any of the recently proposed solutions. The expected range of attenuation is shown in Figure 3 for several azimuth angles between  $1^\circ$  and  $45^\circ$ . The intensity dispersion in the coronagraphic profile is approximated by an azimuthally averaged profile in the next plots. A cancellation of about 20 mag is achievable relative to the maximum intensity of the star. However, a faint companion lying exactly along an axis of the mask is attenuated by about 2.15 mag owing to the  $\pi$  phase shift between two quadrants. This attenuation decreases to 0.64 mag when the companion is located at  $0.5\lambda/D$  of one of the axes. Actually, the attenuation provided by only two quadrants is not significant compared to that of a four-quadrant phase mask. The photometry of a companion is therefore little affected this way. Moreover, to avoid this effect when looking for faint companions, a second measurement can be performed after rotating the field by  $45^\circ$ .

Figure 4 gives a comparison of the FQ-PM with a DPMC in a perfect atmosphere-free and aberration-free system. The theoretical gain on the DPMC is typically 13 mag at the location of the first Airy dark ring, if everything else is otherwise perfect. However, the performance of the

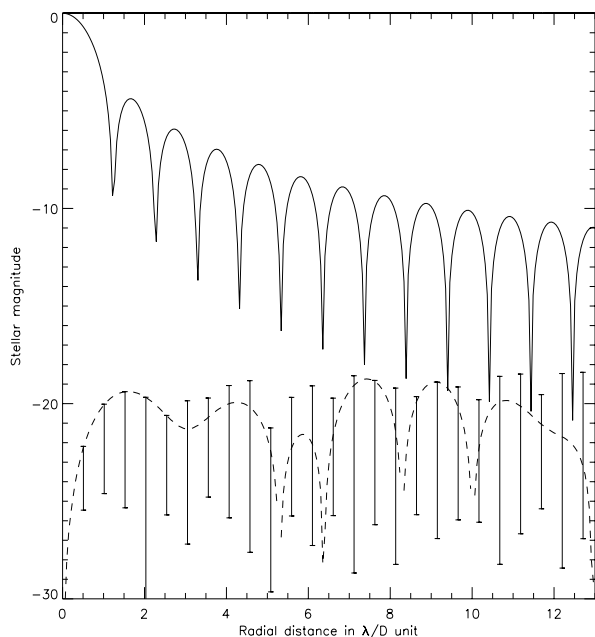


FIG. 3.—Theoretical radial profiles obtained with a FQ-PM as a function of the azimuth angle. The solid line shows the Airy pattern radial profile. The dashed line is the coronagraphic profile obtained at  $45^\circ$  relative to the x-axis. The error bars indicate the range of intensity for azimuth angle between  $1^\circ$  and  $45^\circ$ .

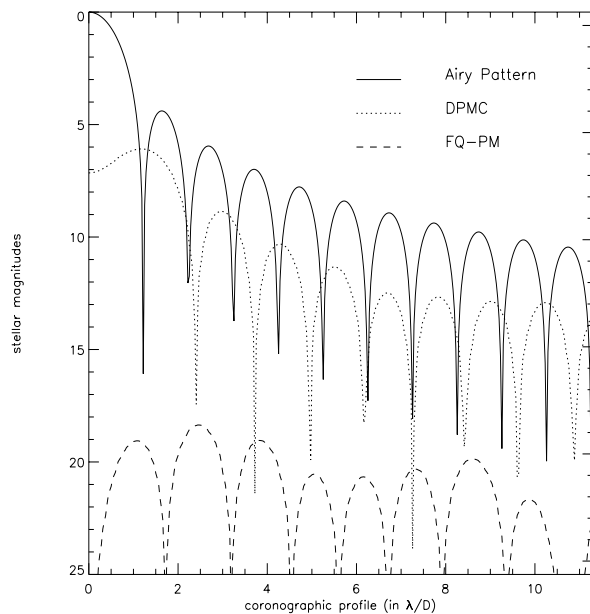


FIG. 4a

DPMC can be largely improved using pupil apodization technique as shown by Guyon & Roddier (1999). This point will be discussed in the following paper.

### 3. PERFORMANCE ESTIMATION FOR A REAL SYSTEM, COMPARISON WITH OTHER SYSTEMS

In this section, we are interested in the nulling performance of the FQ-PM in the real life where tip/tilt of the wave front is no longer perfectly zero.

Figure 4 shows a comparison of the FQ-PM nulling performance with and without a residual atmospheric tip/tilt of about 10 mas, which must be considered as a small one in ground-based astronomy. As soon as a residual tip/tilt occurs, even a fairly small one, the nulling performance is strongly degraded. In our example, the tip/tilt of  $0.088\lambda/D$ , i.e., 8.4 mas on a 3.6 m telescope at  $1.65\ \mu\text{m}$ , leads to a degradation of typically 12 mag. The residual tip/tilt gives clearly the major contribution in the loss of nulling.

The performance of the FQ-PM is also compared to the AIC and the DPMC regarding the effect of tip/tilt errors. It is interesting to notice that the DPMC only exhibits a significant loss of contrast while the FQ-PM and the AIC profiles undergo similar degradation of nulling performance. Nevertheless, the FQ-PM provides the best theo-

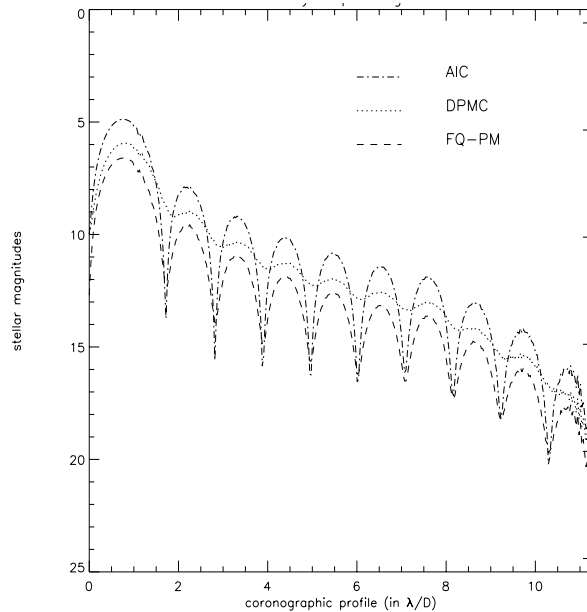


FIG. 4b

FIG. 4.—Coronagraphic azimuthally averaged intensity profiles for the DPMC (dotted line), the FQ-PM (dashed line), and the AIC (dash-dotted line on the right plot). The solid line gives the Airy pattern radial profile as a reference. The left plot is given for a perfect case in monochromatic light and phase-error-free system. The Lyot stop diameter is 95% of the pupil size. On the right plot intensity profiles are given for a residual atmospheric tip/tilt of  $0.088\lambda/D$  rms (8.4 mas on a 3.6 m telescope at  $1.65\ \mu\text{m}$ ), for each coronagraphic device.

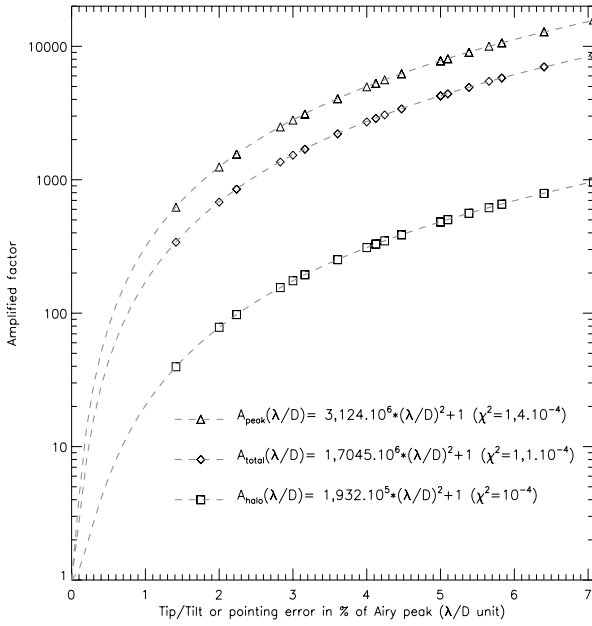


FIG. 5.—Degradation of the coronagraphic performance vs. angular offset from the center. The degradation factor is the residual energy normalized to the perfect case, as measured in the entire Airy pattern (diamonds), in the Airy rings (squares), and in the Airy peak (triangles). The offset is performed along a diagonal of the mask, and thus corresponds to a maximum degradation. The simulation is performed with a Lyot stop of 95% of the pupil diameter.

retical performance with an attenuation of about 10 mag at an angular separation of  $2\lambda/D$ . Numerical simulations show that the effect of a uniform tip/tilt provides a symmetrical residual intensity in the focal plane. In fact, this is true for any kind of coronagraph. The coronagraphic radial profile is therefore identical for all azimuth angles.

The sensitivity of the nulling performance to residual tip/tilt of the adaptive optics actually depends on the location in the image. We investigated this effect by measuring on the coronagraphic image the residual energy in the central peak, in the halo, and in the whole Airy pattern, and by renormalizing with the same quantities as measured in the perfect case (without any pointing error). We obtain the degradation factors as shown in Figure 5. We conclude that the degradation is much larger in the peak than in the halo, a favorable case when one aims at detecting a companion at a few  $\lambda/D$ . The results are clearly fitted by a square power law, as shown on Figure 5, where the  $\chi^2$  factors are indicated. This square law is expected, as a Fresnel's diagram shows: the amplitude (square root of the intensity) of the resulting electric field vector is proportional to the departure of the phase from its nominal value (0 or  $\pi$ ), this departure being proportional to the amplitude of the residual tip/tilt.

We have simulated a more realistic case than a pure tip/tilt by introducing in the model a corrugated wave front representative of the one found after correction by an AO

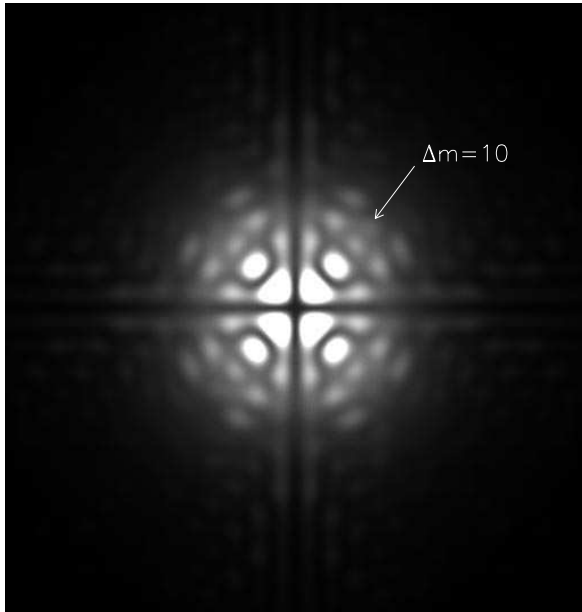


FIG. 6a

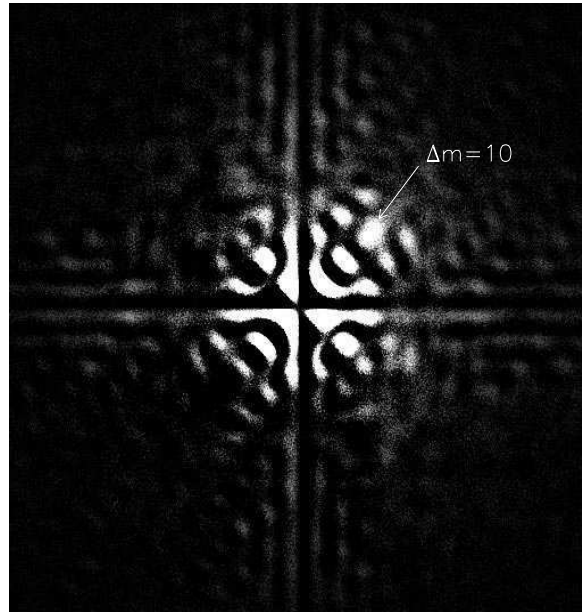


FIG. 6b

FIG. 6.—Numerical simulation of 2000 coronagraphic frames, obtained under favorable atmospheric seeing (Strehl ratio of  $0.94 \pm 0.06$ ) including photon noise (total integration of 1 hour on an  $m_k = 4.9$  star with a 3.6 m telescope) and readout noise ( $5 e^- \text{ pixel}^{-1} \text{ frame}^{-1}$ ). A companion 10 mag fainter than the central star is clearly detected at a distance of  $3 \lambda/D$  ( $=284 \text{ mas}$  on a 3.6 m telescope at  $1.65 \mu\text{m}$ ) from the star after subtraction of opposite quadrants as explained in § 4.

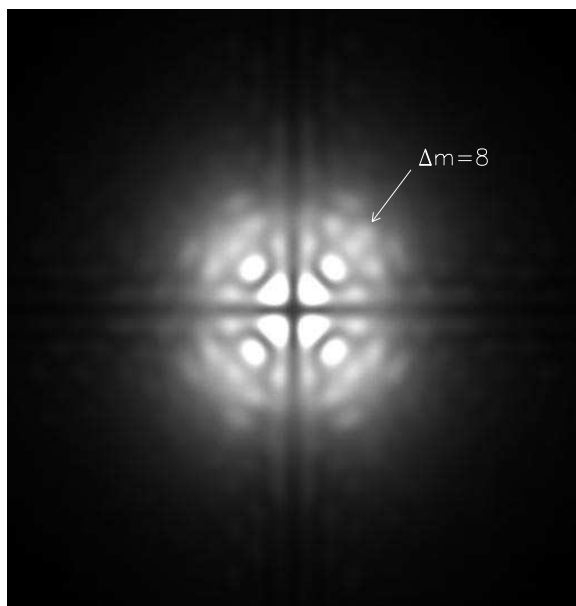


FIG. 7a

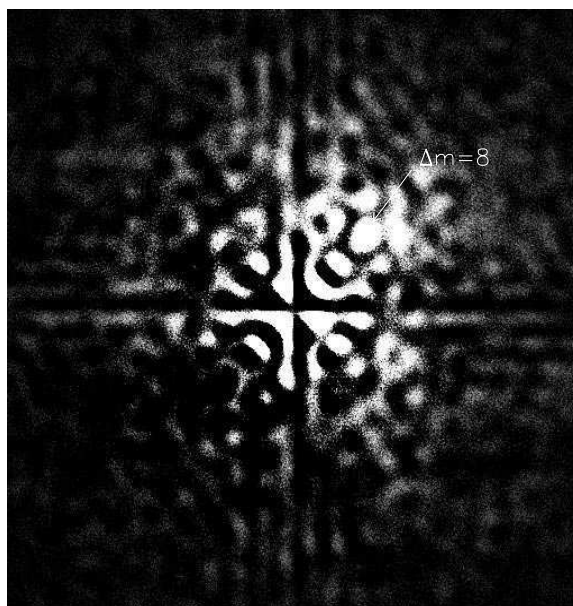


FIG. 7b

FIG. 7.—Numerical simulation of 2000 coronagraphic frames, obtained with a median Strehl ratio of  $0.79 \pm 0.2$  including a 25% central obscuration and spider arms. Photon noise (total integration of 1 hour on an  $m_k = 4.9$  star with a 3.6 m telescope) and read-out noise ( $5 e^- \text{ pixel}^{-1} \text{ frame}^{-1}$ ) are added to the individual frames. A companion 8 mag fainter than the central star is detected at a distance of  $3\lambda/D$  after subtraction of opposite quadrants.

system on a ground-based telescope. This is illustrated on Figures 6 and 7, where a very favorable situation and a more realistic one have been studied. The favorable one (Fig. 6) corresponds to a telescope without central obscuration (off-axis paraboloid, for instance) and a very good correction: the simulation reveals clearly the detection of a companion 10 mag fainter than the central star at a distance of  $3\lambda/D$  ( $=284 \text{ mas}$  on a 3.6 m telescope at  $1.65 \mu\text{m}$ ) from the star, for a median Strehl ratio of 0.94, i.e., under excellent seeing conditions and for a powerful AO system. The image is the co-addition of 2000 individual short exposures, each one being processed as to keep only the non-centrosymmetric component (see § 4). The realistic case corresponds to a median Strehl ratio of 0.74, variable seeing, and a central obscuration of 25% in diameter. An 8 mag fainter companion is distinguishable after co-addition of 2000 frames. This range of 8–12 mag at  $3\lambda/D$  for the star/companion contrast must be considered as the typical performance that one can aim at from the ground. From space, it is more hazardous to predict a precise performance, since the quality of the optics will certainly be the limit on the phase error. It is extremely unlikely that the maximum theoretical gain will be obtained easily, because it would correspond to phase errors in the microradian range; however, a significant step toward this goal could be achieved. We will discuss that point in a next paper.

#### 4. DISCUSSION ON LIMITATIONS AND FURTHER GAINS

The manufacturing of the four-quadrant mask may be critical. First, to minimize the effect of the surface errors at low frequencies (for instance, the gap between quadrants), the Airy pattern has to be enlarged without reducing dramatically the field of view: a large magnification is then used to produce the first image on the FQ-PM. The mask itself can be simply a transmission plate where a transparent coating is deposited. The difference in coating thickness ( $e$ ) for two adjacent quadrants is such that  $(n - 1)e = \lambda/2$ . The use of photolithography should allow the deposition of layers of different thicknesses on different areas of the substrate. By using a technique similar to the one developed for antireflection coating, obtaining a precise thickness should not be a huge problem.

In general, one wishes to observe with a broad bandwidth, so a serious issue is the manufacturing of an achromatic  $\pi$  phase-shift device on an extended wavelength range. By using a multilayer coating with the proper combination of material and thickness, again as done for broadband antireflection coating, we think that such an achromatic mask can be realized with a phase error small enough to be below the residual of the corrected wave front of an AO system. The condition that must be verified by the mask with its different layers is that the quadratic deviation



from  $\pi$  of the phase difference be at a minimum in the considered wavelength range. If  $a$  is the index for the  $\pi$  phase-shift quadrants and  $b$  for the other ones, and  $e_i$  and  $n_i(\lambda)$  are the thickness and refractive index of layer  $i$ , then this condition can be expressed by minimizing the expression

$$\begin{aligned} & \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sum_{i=1}^k [\phi_i^a(\lambda) - \phi_i^b(\lambda) - \pi]^2 d\lambda \\ &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sum_{i=1}^k \left( \frac{2\pi}{\lambda} \{ [n_i^a(\lambda) - 1]e_i^a - [n_i^b(\lambda) - 1]e_i^b \} - \pi \right)^2 d\lambda. \end{aligned} \quad (1)$$

An estimate of the required accuracy can be obtained by considering that the residual due to the device itself must be below the error due to residual random tip/tilt. The phase difference induced by the device (error of thickness or index variation) produces a residual amplitude equal to the phase-error angle times half the amplitude of the incoming wave. In other words, the relative error on the amplitude is equal to half the phase error expressed in radians. For instance, if the AO system and the seeing allow a rejection factor of 10 mag (thus  $10^{-2}$  on the amplitude) with a perfect mask, then, for the actual mask, the accuracy on the phase difference between two quadrants must be of  $2 \times 10^{-2}$  radians (corresponding to a few nanometers in thickness): this does not appear so stringent.

One can also envisage the use of a hybrid mask that will change both the phase with the four-quadrant mask and the amplitude with a small Lyot mask in the center. Results of our simulations made with this hybrid solution shows a significant reduction of the induced tip/tilt perturbation.

Image processing is another way to improve the rejection rate of the spurious stellar light. One notices that, as long as the phase variance is not too large (i.e.,  $\exp i\phi \sim 1 + i\phi$ ), the speckle image produced with the FQ-PM is centrosymmetric: this is due to the mask symmetry and its attenuation capability. Such an assumption can be shown by considering the properties of the Fourier transform regarding the parity. We can take advantage of this property when looking for the detection of a faint companion, since it should appear as an asymmetric pattern in the image. If we compute the centrosymmetric image and subtract it from the original image, we then strongly reinforce the contrast of the single feature. This technique was applied in the examples given in Figures 6 and 7.

Other techniques are expected to improve the extinction rate. A first one is the dark-hole algorithm (Malbet, Yu, & Shao 1995), where a proper correction of the wave front with an active optics can improve the darkening of a small annular field in the coronagraphic image by an additional factor of 10. A second one is the dark-speckle technique

(Labeyrie 1995; Boccaletti, Ragazzoni, & Labeyrie 1998): using exposures shorter than the speckle lifetime, one searches the areas where zero photoevents never occur, even after acquisition of thousands of frames. Depending on the pixel sampling, the dark-speckle technique may improve the cancellation by 1–3 orders of magnitude. Both techniques, combined with a FQ-PM, will bring a gain in detection; this will be discussed in more detail in a forthcoming paper.

## 5. CONCLUSION

We have proposed a new design for a stellar coronagraph based on a variant of the concept of a phase-mask coronagraph proposed by Roddier & Roddier (1997). Using a four-quadrant mask with a  $\pi$  phase shift on one diagonal hugely improves the rejection of the light of the on-axis star and proves to be more easily made achromatic (the mask shape does not depend on the wavelength) and less sensitive to residual tip/tilt of the wave front. In principle, a rejection factor of 20 mag should be possible with a perfect system with no phase perturbation. The device is particularly adapted for a space experiment with a fine correction of pointing error because the space telescope would not suffer from atmospheric turbulence. Then, this coronagraph could be used in an interferometric mode of “densified pupil imaging” (Labeyrie 1996; Pedretti & Labeyrie 1999; Boccaletti et al. 2000). It may become possible to detect giant planets (contrast of  $10^9$ ) far enough from the star and possibly Earth-like planets with a long exposure time and by subtracting an appropriate reference profile. Obviously thorough simulations have to be undertaken, taking into account the state of the art in terms of residual phase error in a space experiment (achievable smoothness of the telescope mirror, for instance). On the ground, in any reasonable situation, the gain should be much less, but still excellent when combined with an AO system, and reach 8–12 mag depending on the quality of the correction and the existence of a central obscuration. It means that many of the astrophysical programs we quoted in the introduction become feasible. Although the detection of Jupiter-like planets is still unreachable from ground-based telescopes, one has to point out the case of extrasolar giant planets (EGPs). According to the nongray theory by Burrows et al. (1997), some EGPs, if observed at a young stage, may be significantly brighter than Jupiter-like planets. Indeed, EGPs  $10^6$  years old, with 3–10 Jupiter masses, could be only  $10^3$ – $10^4$  times fainter than a solar-type star, and then the dynamic range allowed by the present coronagraph under realistic conditions appears sufficient to directly image such giant planets. The detection of a faint companion ( $\Delta m_K = 9$ ,  $\rho = 2''.5$ ) around TWA-7

(Neuhäuser et al. 2000) tends to confirm this assumption. Although questioned, this candidate could be a young exoplanet ( $10^{6.5}$  years old) with 3 times the mass of Jupiter.

Obviously, 51 Pegasi-like planets, orbiting at 0.05 AU from their parent star, are also expected to be very bright,

but the required angular resolution is out of reach of current telescopes.

We will present results of more complete simulations of various situations and for most of the characteristics of this new coronagraph in a following paper.

## REFERENCES

- Angel, J. R. P., & Woolf, N. J. 1997, *ApJ*, 475, 373  
 Baudoz, P. 1999, Ph.D. thesis, Nice Univ.  
 Baudoz, P., Rabbia, Y., & Gay, J. 2000, *A&AS*, 141, 319  
 Boccaletti, A., Ragazzoni, R., & Labeyrie, A. 1998, *A&A*, 338, 106  
 Boccaletti, A., Riaud, P., Moutou, C., & Labeyrie, A. 2000, *Icarus*, 145, 628  
 Bracewell, R. N. 1978, *Nature*, 274, 780  
 Burrows, A., et al. 1997, *ApJ*, 491, 856  
 Gay, J., & Rabbia, Y. 1996, *CR Acad. Sci. Paris*, 332, Ser. IIB, 265  
 Guyon, O., et al. 1999, *PASP*, 111, 1321  
 Guyon, O., & Roddier, F. 1999, *Darwin and Astronomy: The Infrared Space Interferometer (ESA SP-451; Noordwijk: ESA)*, 41  
 Labeyrie, A. 1995, *A&A*, 298, 544  
 ———. 1996, *A&AS*, 118, 517  
 Léger, A., Mariotti, J. M., Mennesson, B., Ollivier, M., Puget, J. L., Rouan, D., & Schneider, J. 1996, *Icarus*, 123, 249  
 Lyot, B. 1939, *MNRAS*, 99, 580  
 Malbet, F., Yu, F. W., & Shao, M. 1995, *PASP*, 107, 386  
 Neuhäuser, R., Brandner, W., Eckart, A., Guenther, E., Alves, J., Ott, T., Huelamo, N., & Fernandez, M. 2000, *A&A*, 354, L9  
 Pedretti, E., & Labeyrie, A. 1999, *A&AS*, 137, 543  
 Roddier, F., & Roddier, C. 1997, *PASP*, 109, 815

## The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. II. Simulations

P. RIAUD

LISE, Observatoire de Haute-Provence, F-04870 St Michel l'Observatoire, France; Riaud@obs-hp.fr;  
DESPA, Observatoire de Paris-Meudon, 5 Place J. Janssen, F-92195 Meudon, France; Pierre.Riaud@obspm.fr;  
and Collège de France, 11 Place M. Berthelot, F-75321 Paris, France

A. BOCCALETTI

Division of Geological and Planetary Sciences, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125; boccalet@gps.caltech.edu

D. ROUAN

DESPA, Observatoire de Paris-Meudon, 5 Place J. Janssen, F-92195 Meudon, France; Daniel.Rouan@obspm.fr

F. LEMARQUIS

Institut Fresnel, Domaine Universitaire de Saint Jérôme, F-13397 Marseille Cedex 20, France; frederic.lemarquis@enspm.u-3mrs.fr

AND

A. LABEYRIE

Observatoire de Haute-Provence, F-04870 St Michel l'Observatoire, France;  
and Collège de France, 11 Place M. Berthelot, F-75321 Paris, France; Labeyrie@obs-hp.fr

*Received 2001 March 20; accepted 2001 June 12*

**ABSTRACT.** In the first paper in this series, we described the principle of a coronagraph utilizing a four-quadrant phase mask and the results of numerical simulations obtained in the perfect case. In this second paper, we performed additional numerical simulations to assess in more detail the performances and limitations of this coronagraph under real conditions. The effect of geometrical parameters such as shape and size of both the phase mask and the Lyot stop is studied. We also analyze the effect of low- and high-order aberrations generated, for instance, by the atmospheric turbulence. An important issue is the wavelength dependence of the phase mask. We show that the performance decreases rapidly as the spectral bandwidth is increased, and as a consequence, we discuss the manufacturing of achromatized masks using multiple thin films. An optical concept is proposed.

### 1. INTRODUCTION

In our first paper (Rouan et al. 2000, hereafter Paper I), we presented a coronagraphic concept using a four-quadrant phase mask in the focal plane. Unlike the disk-shaped phase mask (or disk phase-mask coronagraph [DPMC]) described by Roddier & Roddier (1997), the four-quadrant phase mask (FQ-PM) divides the focal plane in four equal areas centered on the optical axis, with two of them providing a  $\pi$  phase shift. This causes destructive interference to occur inside the geometric pupil area. An appropriate Lyot stop is therefore required to block a significant part of the diffracted starlight. This design can, in principle, attenuate a star's halo to the  $10^{-8}$  level, corresponding to 20 mag, at the location of the first Airy ring (Fig. 1). In perfect phasing conditions, the dynamic range then achieved is larger than with a DPMC. Although not achromatic, the nulling performance of the FQ-PM and its behavior regarding the tip-tilt errors are quite similar to those achievable with an achromatic interfero-coronagraph (AIC) (Gay & Rabbia 1996; Baudoz et al. 2000a,

2000b). Under atmospheric turbulence partially corrected with an adaptive optics system, the detection threshold for detecting a faint companion becomes 8–10 mag in contrast in the very close vicinity of the Airy peak ( $\sim 3\lambda/D$ ; see the two simulations' results in Paper I). To improve the rejection rate in very good seeing conditions, the residual speckle pattern can be partly removed by subtracting each pair of quadrants. Finally, we concluded that the capability of the FQ-PM is very promising with regard to the detection of exoplanets in space conditions where the speckle noise is less of a limiting factor and when phase errors are small.

In the § 2 of this paper, we present more detailed numerical simulations which allow us to assess the effect of internal (size of the mask and the stop) and external parameters (low- and high-order aberrations, spectral bandwidth). In § 3 we discuss the use of a large bandwidth with regard to the problem of wavelength dependence, and then we propose a solution to make the  $\pi$  phase shift achromatic over a broad spectral band.

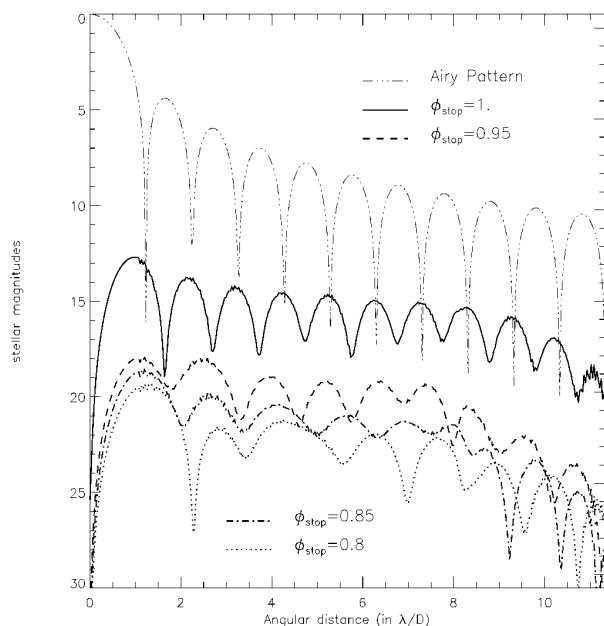


FIG. 1.—Azimuthally averaged coronagraphic intensity profiles obtained with an FQ-PM using four different Lyot stops ranging from 0.8 (dotted line) to 1 (solid line) times the geometric pupil diameter. We can notice different rejection factors for four Lyot stops and the important gain between 1 and 0.95 (dashed line).

## 2. NUMERICAL SIMULATIONS IN REAL OBSERVING CONDITIONS

### 2.1. Internal Parameters

Ideally, the mask has to extend across the entire field of view to provide a perfect balancing of the flux in each quadrant, but in practice the size of the mask is finite. Numerical simulations have shown that the optimal sizes of the four-quadrant phase mask and the Lyot stop are closely related. If the field size corresponding to the size of the phase mask is made too small, the intensity at the edges of the relayed pupil becomes larger, and a smaller Lyot stop is required. Figure 2 shows the loss of nulling, compared to the theoretical rejection rate (Fig. 1) as a function of the field size, for four different sizes of the Lyot stop. With a stop size amounting to 95% of the geometric pupil diameter, the mask diameter has to be at least  $\approx 32\lambda/D$  to avoid a loss of cancellation.

The pupil shape is another critical parameter with any kind of coronagraphic technique. In Figure 3a, we have quantified the effect of a central obscuration in the entrance aperture. The central obscuration tends to degrade the nulling performance since it diffracts a significant part of the starlight which reappears in the relayed pupil. Diffraction from the inner edge of the pupil has a wider spatial extent than that from the outer edge and contaminates the whole pupil. To mitigate this adverse effect, a larger central Lyot stop is required, but this would affect the intensity and resolution in the image of circumstellar

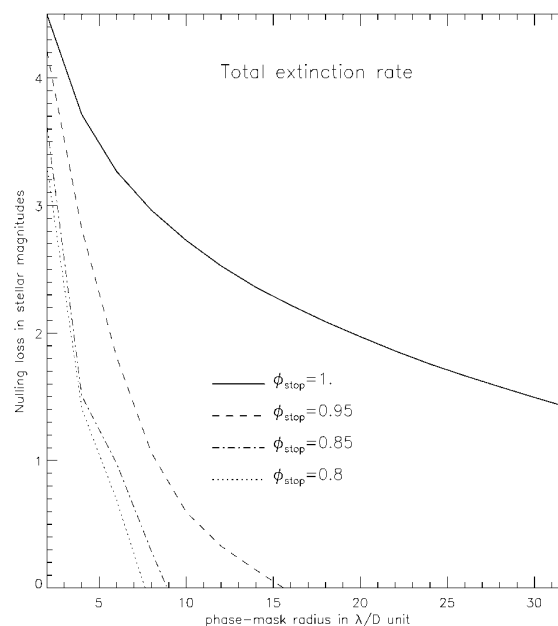


FIG. 2.—Degradation of nulling, given in stellar magnitudes, with respect to the phase mask and Lyot stop radii. The stop size is given in units of the pupil diameter. The nulling degradation is estimated by integrating the residual intensity in the coronagraphic image, relative to a similar integration in the case of an infinite field (Fig. 1). It appears that we can use a phase mask with a diameter of  $32\lambda/D$  to have the maximum extinction.

features. Figure 3 gives the attenuation of the starlight (integrated in the coronagraphic image) as a function of the percentage of central obscuration in diameter. The entrance pupil includes a central obscuration with spider arms. The Lyot stop is annular with four different outer diameters [ $\phi_{\text{stop}} = \phi_{\text{pup}}(1 - \alpha)$ , with  $\alpha = 0, 0.05, 0.15, 0.20$ ]. The corresponding inner diameter is oversized in the same proportion; in other words,  $\phi_{\text{out}} = \phi_{\text{pup}}(1 - \alpha)$  and  $\phi_{\text{in}} = \phi_{\text{obs}}(1 - \alpha)$ . Without central obscuration, the best cancellation is about 18–22 mag (in total intensity) depending on the outer stop's diameter. Then it decreases rapidly with increasing central obscuration, especially in the range 0%–20%, where the dynamic range is lowered by about 8 mag for the smallest Lyot stop. This simulation clearly shows that even a small central obscuration has a significant adverse effect on the coronagraphic capability. In the Figure 3b, the same simulation has been performed with an optimized Lyot stop (simply with the complementary shape of the diffracted light in the pupil). Spiders are added to the previous Lyot stop, and at the inner edge of the pupil, a complementary shape diffracts the starlight. The dynamic range is improved this way by 1–2 mag.

### 2.2. Attenuation of an Off-Axis Companion

Given the geometry of the phase mask, the intensity of a companion is affected in two different ways in the following

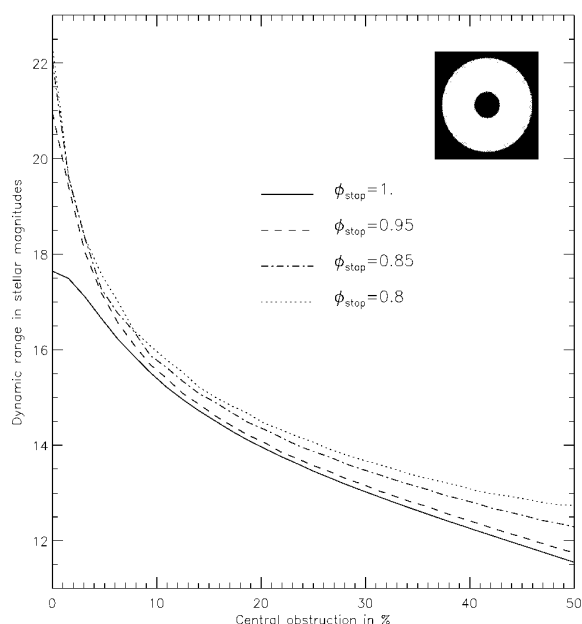


FIG. 3a

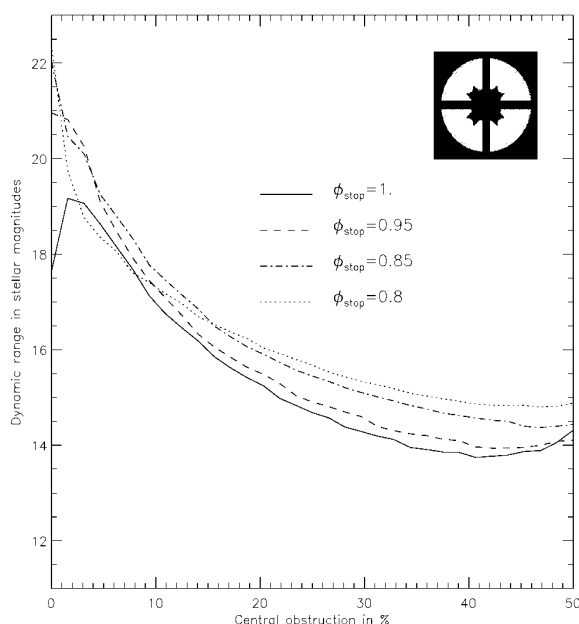


FIG. 3b

FIG. 3.—(a) Effect of a central obscuration. The entrance pupil includes a central obscuration (0%–50%) and spider arms. The Lyot stop is a ring with an outer diameter  $\phi_{\text{stop}}$ , and the inner diameter is equal to the central obscuration plus  $1/\phi_{\text{stop}}$  in units of the pupil size. (b) Same as Fig. 3a, but with a Lyot stop optimized by thresholding the intensity in the relayed pupil. The dynamic range with an optimized Lyot stop is improved by a factor of 1–2 mag.

cases: (1) If the companion is too close to the center of the phase mask, its image is partially confused with the star's image. Then a significant part of the companion intensity is canceled by the coronagraph. (2) If the companion lies too far from a mask axis, then the  $\pi$  phase shift between the adjacent quadrants produces a partial cancellation of this feature.

These undesirable effects are assessed in Figures 4a and 4b. Figure 4a gives the extinction rate of a companion located at  $45^\circ$  from the  $x$ -axis as a function of the distance to the field. The attenuation of the companion is relatively low ( $<1$  mag) when the angular separation is  $\lambda/D$  and decreases to a few tenths of a magnitude for  $3\lambda/D$ . Therefore, the FQ-PM retains the high angular resolution provided by the full aperture and is able to discriminate the closest stellar companions. As a consequence, the FQ-PM is also very sensitive to guiding errors, as pointed out in Paper I.

Figure 4b shows the extinction of a companion crossing the  $x$ -axis and assumed to be far enough from the mask center ( $>10\lambda/D$ ) to avoid the former effect. Although the extinction is almost zero at a distance larger than  $\lambda/D$  from the  $x$ -axis, it increases quickly when the companion reaches the transition between two quadrants, depending on the stop diameter. With a stop of 85% of the pupil size, the maximum attenuation is about 3.7 mag. Nevertheless, the companion cannot be completely canceled when it lies along an axis, but the detection may fail if the sensitivity is too poor. A two-quadrant design

is therefore unsuccessful at attenuating the starlight down to the level of extrasolar planets.

### 2.3. Low-Order Aberrations and Atmospheric Turbulence

In Paper I we studied the effect of the simplest aberration: the tip-tilt of the wavefront. We found that the extinction efficiency is degraded from 20 to 7 mag in the first Airy ring for a residual tip-tilt of  $0.088\lambda/D$ . The nulling performance decreases as the square of the amplitude of the guiding error (see Fig. 5 of Paper I). In addition, the loss of attenuation is lower in the halo than in the central peak. This is a favorable condition for detecting surrounding faint stellar material. The loss of cancellation in the halo is less than 5 mag for a pointing error of 2% of the angular resolution. The tip-tilt is the most limiting low-order aberration, but the FQ-PM seems to be less affected than other coronagraphic techniques (see Fig. 4b of Paper I). The simulation results obtained for the tip-tilt are also applicable for a resolved star, since it can be considered as a sum of shifted point sources. Note that the Lyot coronagraph (Lyot 1939) is quite insensitive to tip-tilt errors since the opaque mask is much larger than the Airy peak ( $>3\lambda/D$ ). In the current design, the influence of tip-tilt errors can be slightly reduced by adding to the FQ-PM an amplitude mask as in the case of Lyot coronagraphy but considerably smaller. Assuming a tip-tilt of  $0.2\lambda/D$  rms, a modest gain of 0.85 mag has been reached

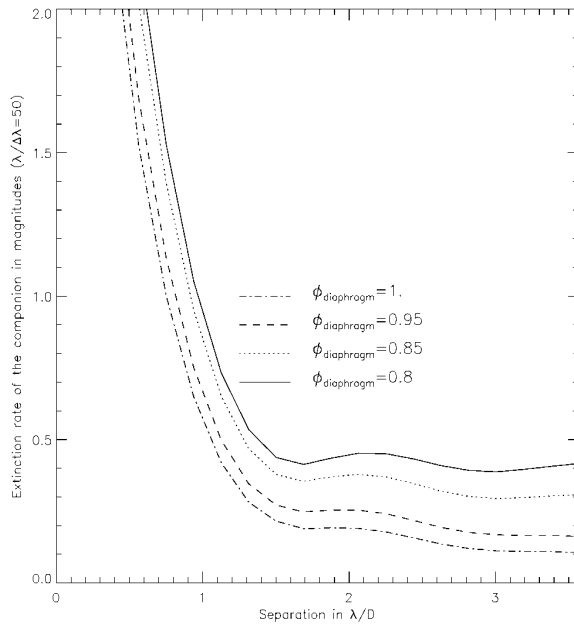


FIG. 4a

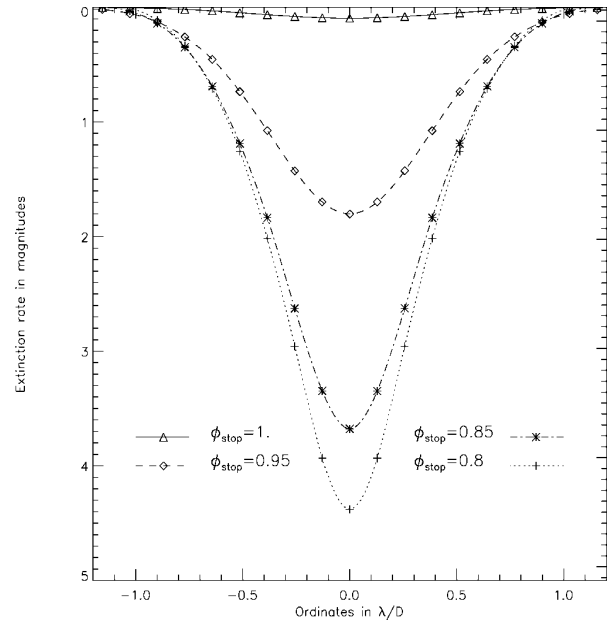


FIG. 4b

FIG. 4.—(a) Attenuation of a stellar companion located at  $45^\circ$  from the  $x$ -axis as a function of its distance to the mask center. (b) Attenuation of a companion moving along the  $y$ -axis. In each case the simulation is performed for four sizes of the Lyot stop and assuming a monochromatic Airy pattern. The difference between each curve is only the difference for each surface covered by the Lyot stop.

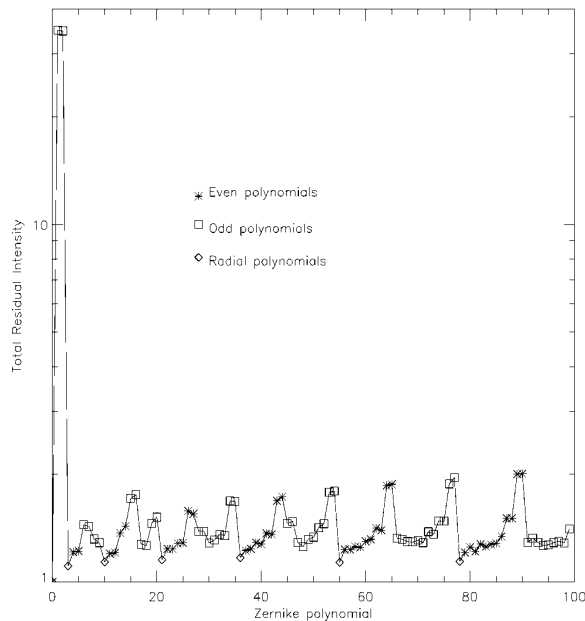


FIG. 5.—Residual intensity in the coronagraphic plane showing the contribution of the Zernike polynomials from Z1 to Z100. We also plot the even polynomials (stars), odd polynomials (squares), and radial polynomials (diamonds, azimuthal order=0).

with an FQ-PM including a central Lyot mask of  $0.09\lambda/D$  in diameter.

To investigate the relative contribution of several aberrations, we compute the FQ-PM image of the first 100 Zernike polynomials. Figure 5 shows the residual intensity in the coronagraphic image for each Zernike polynomial normalized to the residual intensity of a perfect point-spread function (PSF). Although we expected a systematic smaller residual for even polynomials (because they fit the FQ-PM symmetry), Figure 5 shows a more complicated rule which depends both on the radial and azimuthal order. First of all, we found that the tip-tilt (Z2 and Z3) exhibits the largest residual about 20 times higher relative to the other polynomials. Furthermore, for a given radial order, the residual intensity increases with the azimuthal order. Therefore, the zero azimuthal order polynomials (Z1, Z4, Z11, Z22, Z37, Z56, Z79) give the minima (almost constant value). As a result, we observed a pseudoperiodic behavior between two minima. Finally, we also found that the peak-to-valley ratio of a period increases with the radial order. Indeed, as the aberration becomes more complex, the intensity is smeared in a larger area around the PSF core and the phase mask performs a lower attenuation.

Finally, we investigated the effect of atmospheric phase disturbance. Random phase screens corrected with an adaptive optics (AO) system have been generated across the pupil using a Kolmogorov spectrum, for which the power of low spatial frequencies is attenuated to a constant value up to a cutoff

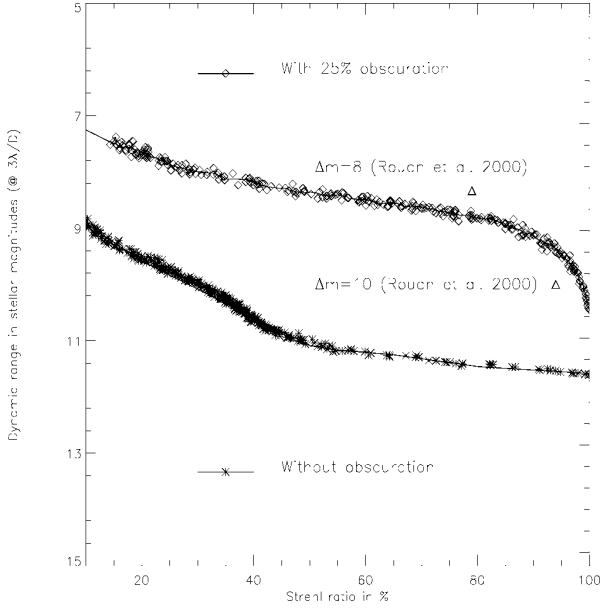


FIG. 6.—Dynamic range in the coronagraphic plane in stellar magnitudes for two cases. *Top*: With 25% central obscuration. *Bottom*: Without central obscuration. Each point is an average of 20 AO-compensated patterns with a Kolmogorov spectrum attenuated below the cutoff frequency. The largest Strehl ratio is about 96%, which is not sufficient to achieve the best extinction (22 mag with no phase errors). If we get rid of the photon noise, the detection of faint companions under atmospheric seeing is mainly limited by the speckle noise (basically proportional to the number of frames). For instance, if the number of frames is increased to 2000, the gain in magnitude is 2.5. The dynamic range would actually greatly improve between 96% and 100%. These simulations are performed with a Lyot stop that is 0.85 times the geometric pupil diameter.

frequency defined by the spacing of the interactuators. Short exposures are derived from each phase map and are co-added to provide the long-exposure coronagraphic image. The resulting Strehl ratio (SR) depends on the turbulence parameters ( $r_0$ , amplitude of the phase defects, and number of actuators). The wavefront has no temporal coherence since the phase screen is entirely updated for each short exposure, and as a result, the speckle halo is more efficiently smoothed than in a real case. Furthermore, quasi-static aberrations downstream the AO system are not considered here. From this series of simulations we derived the dynamic range at  $3\lambda/D$  plotted in Figure 6 versus the Strehl ratio. Strehl ratios of 10%–96% have been generated for a full circular aperture and in the case of a 25% central obscuration.

With a full circular aperture, the dynamic range increases from 9 to 11 mag for  $10\% < \text{SR} < 50\%$  and then becomes quite stable for higher SR. At  $\text{SR} = 96\%$ , the dynamic is only 11.5 mag instead of 22 mag as obtained without phase errors. This large difference is mainly explained by the residual tip-tilt, which exhibits a quadratic dependence (see Fig. 5 of Paper I). As soon as a central obscuration is considered, the dynamic

TABLE 1  
MAXIMUM GAIN IN MAGNITUDES WITH SECOND  
CORRECTION OF TIP-TILT

RESIDUAL TIP-TILT ERROR AFTER AO ( $\lambda/D$ rms Error in %)	ACCURACY OF FINE TIP-TILT COMPENSATION IN $\lambda/D$		
	0.5%	1%	3%
0.2 .....	8	6.5	4.1
0.1 .....	6.5	5	2.6

range is lowered by 2–3.5 mag, as explained in § 2.1. The dynamic range increases slowly to 8.5 mag for  $\text{SR} < 80\%$  and improves rapidly for  $\text{SR} > 90\%$  2 mag for  $\text{SR} = 96\%$ , for instance. The FQ-PM capability is therefore much more affected by the image quality when the pupil features a central obscuration. Since the residual star motion is the major source of degradation, it would be desirable to implement a second stage of tip-tilt correction in the next generation of high-contrast coronagraphs. In this regard, we have estimated the dynamical range with a fine tip-tilt compensation. The gain with respect to Figure 6 is shown in Figures 7a and 7b, respectively, with and without central obscuration. In this case, the PSFs are simply recentered and the tip-tilt accuracy turns out to be improved to  $3\%(\lambda/D)$  rms. As expected from the results of Figure 6, the maximum gain (1.5 mag at best) is achieved for  $\text{SR} < 50$  with a full aperture and around  $\text{SR} \approx 80\%$  with central obscuration. In the former case, no improvement is noticed above  $\text{SR} = 60\%$ ; in the latter, a significant gain is achieved progressively from  $\text{SR} = 20\%$  to  $80\%$  and decreases rapidly since other kinds of aberrations (coma and trifol, for instance) become dominant at high Strehl ratio. Table 1 gives the maximum gain achieved when the accuracy of fine tip-tilt compensation is  $0.5\%(\lambda/D)$ ,  $1\%(\lambda/D)$ , and  $3\%(\lambda/D)$  rms of the residual AO tip-tilt by direct centroid correction on this second stage.

### 3. WAVELENGTH DEPENDENCE

#### 3.1. The Monochromatic Case

For a monochromatic phase mask obtained with a thin film of optical index  $n$ , the phase retardation is

$$\phi = 2\pi(n - n')e/\lambda,$$

with  $e$  the thickness of the layer and  $n'$  the optical index of the air. Therefore, the phase shift depends on the wavelength, but the FQ-PM does not have the added difficulty met by the DPMC, where the mask size has to vary in proportion to wavelength.

We have investigated the effect of several spectral bandwidths (from  $\Delta\lambda = 5$  nm to  $\Delta\lambda = 100$  nm) on a monochromatic FQ-PM (made with a single layer) for both the halo and the peak in the coronagraphic image. Results are displayed in

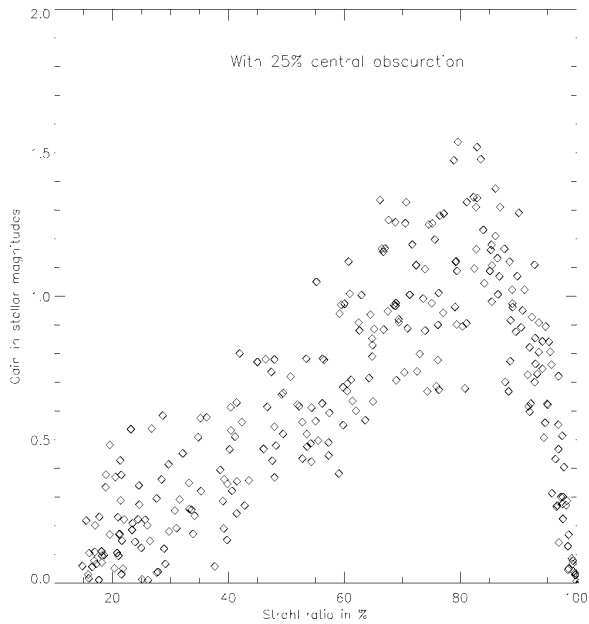


FIG. 7a

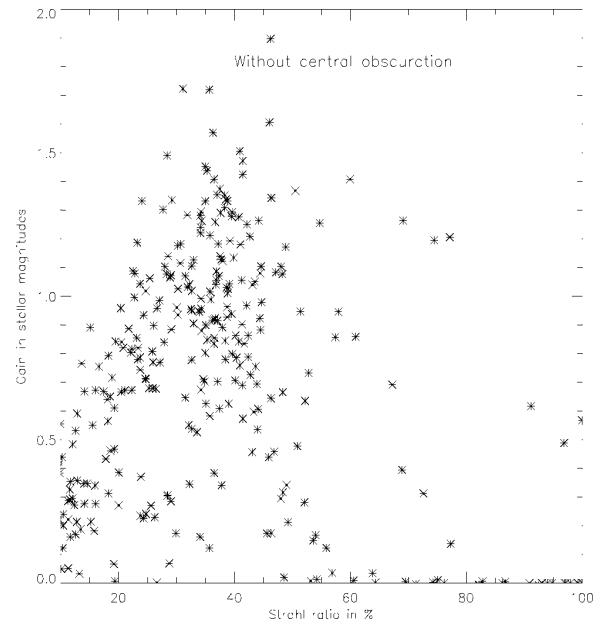


FIG. 7b

FIG. 7.—The contribution of high-order Zernike polynomials. We have removed the tip-tilt contribution by centering the Airy pattern. (a) The gain on the maximum of extinction with 25% central obscuration. (b) The gain on the maximum of extinction without central obscuration. These figures especially show the noise of the tip-tilt correction (here  $0.03\lambda/D$ ).

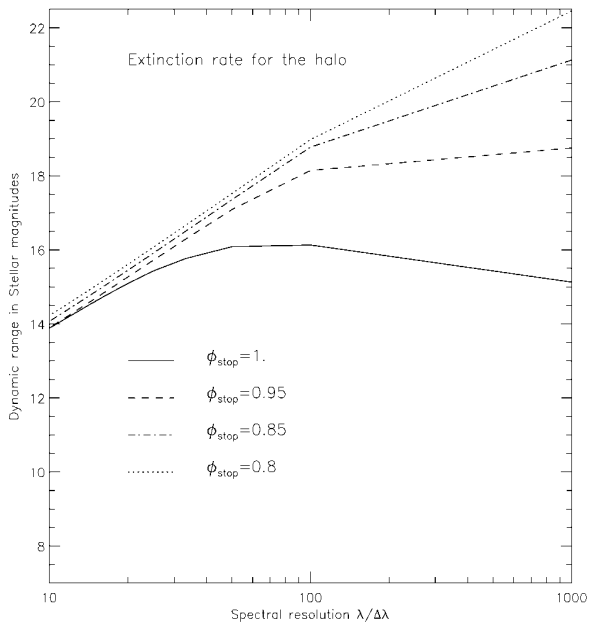


FIG. 8a

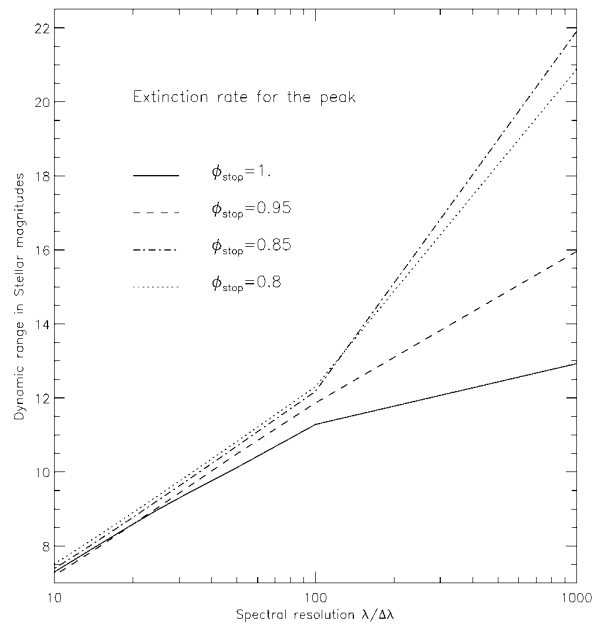


FIG. 8b

FIG. 8.—Dynamic range for (a) the halo and for (b) the peak as a function of the spectral resolution, for four sizes of the Lyot stop and without central obscuration. Panels a and b are applicable for companions farther and closer than  $2\lambda/D$ , respectively.



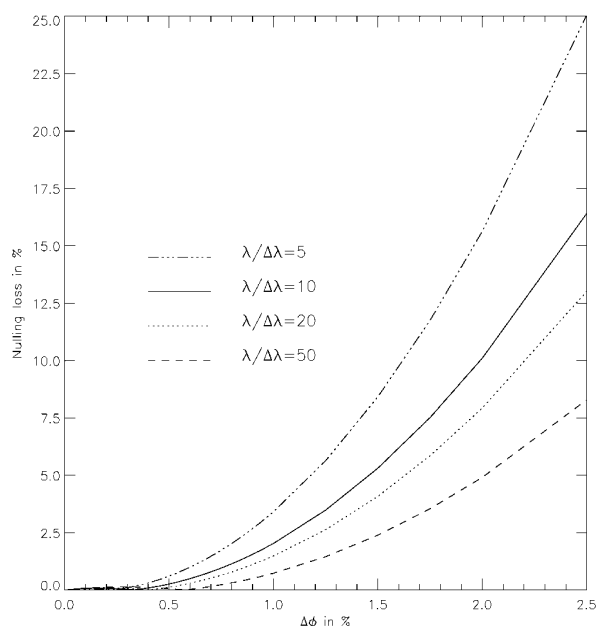


FIG. 9.—Loss of extinction introduced by a phase shift  $\pi + \Delta\phi$  (assuming a uniform phase defect) for several spectral resolutions. The nulling loss is small (<25%) even for large spectral bandwidth ( $\lambda/\Delta\lambda = 5$ ) (simulations performed with a monochromatic phase mask).

Figure 8. Here again, the halo is less affected than the peak when the spectral bandwidth is increased.

The dynamic range variation is linear in magnitude with respect to the spectral resolution and features a changing of slope for  $R = 100$ . The largest value is achieved obviously in monochromatic light (22 mag at best, depending on the Lyot stop) and is lowered to 14 mag in the halo and 8 mag in the peak when the spectral resolution reaches  $R = 10$  (typical resolution of broadband filters).

In addition, the size of the Lyot stop has a strong influence on narrow bandwidths and becomes less critical when the spectral band becomes broader ( $R < 100$ ).

Spectral bandwidth is also related to the accuracy of manufacturing. Thickness defects are equivalent to phase defects through the relation  $\phi = 2\pi\delta/\lambda$ . In Figure 9, the loss of cancellation (in percent) is plotted as a function of a phase defect  $\Delta\phi$  given as a percentage of the phase shift  $\phi$ . Assuming a uniform phase defect on the total phase-mask area, the cancellation ( $\Delta I$ ) exhibits a square power law for each spectral bandwidth ( $\lambda/\Delta\lambda = 5$ –50). As in the case of tip-tilt errors, this square law was expected since the amplitude of the resulting image is proportional to the phase departure, which is also proportional to the thickness defects. From Figure 9, we derive that  $\Delta I \propto x\Delta\phi$  with  $x = (\Delta\lambda/\lambda)^{-1/2}$ . For instance, with a phase defect of 2.5% ( $\equiv 17.4$  nm with a  $\text{SiO}_2$  layer), the loss of cancellation is about 8% for the monochromatic case ( $\lambda/\Delta\lambda = 50$ ) and 25% for a larger bandwidth ( $\lambda/\Delta\lambda = 5$ ).

### 3.2. Achromatization of the Phase Mask

In Paper I, we described the possibility of manufacturing an achromatic phase mask using a stack of thin transparent films. One of us (F. Lemaquis) proposes manufacturing a reflecting phase mask with a high-reflectivity quarter-wave multilayer system using a stacking with a low and high optical indexes. The  $\pi$  phase shift between two quadrants is provided by this layer's structure for the first pair of quadrants and the opposite order for the second pair of quadrants. The alternate high- and low-index layers of quarter-wave thickness are usually represented in the forms “s-HLHL...HLHL-im” for the first pair of quadrants and “s-LHLH...LHLH-im” for the second pair of quadrants, where “H” and “L” symbolize the quarter-wave high- and low-index layers, respectively. The substrate is denoted “s” and the incident medium is denoted “im”;  $n_H$ ,  $h_H$  and  $n_L$ ,  $h_L$  are the indexes of refraction and the physical thicknesses for the two materials. In this scheme, all quadrants have the same reflectivity factors, in the range 700–850 nm (see Fig. 11b).

The effect of the achromatic  $\pi$  phase shift can be easily understood if one considers the simple case of two layers. It is known that there is no phase shift when  $n_1 < n_2$  (the first pair of quadrants) and a  $\pi$  phase shift when  $n_1 > n_2$  for all wavelengths (the second pair of quadrants).

In your case, a problem appears with the first reflection for the first pair of quadrants. Indeed, this reflection is a  $\pi$  phase shift because the low index  $n_L > n_{im}$  if the incident medium is air.

In fact, the perfect  $\pi$  phase shift is obtained when the optical index of incident medium optical index is equal to the index of the quarter-wave mirror  $[(n_H n_L)^{1/2}]$ . Indeed, the accuracy of the  $\pi$  phase shift provided by the quarter-wave mirror depends on two parameters: first, the index of refraction of the incident medium “im,” and second, the antireflection coating between this incident medium and the quarter-wave mirror. If this coating is a classical broadband antireflection multicoating (BBAR MC) with 0.5% of loss, the phase shift is not accurate enough ( $\pi \pm 0.25$  radian). The use of an intermediate fused silica parallel plate ( $n_p = 1.453$  at 800 nm) enables one to minimize the difference between the external medium and  $(n_H n_L)^{1/2}$  of the quarter-wave mirror. But this contrivance is not sufficient to obtain immediately a phase shift close enough to  $\pi$ , and in this case we have to use BBAR MC, with a mandatory loss lower than 0.1%, in between the quarter-wave mirror and the silica parallel plate. Another solution consists of choosing an intermediate parallel plate with an index near  $(n_H n_L)^{1/2}$ . Another problem arises when the reflective multilayer mirror is not used at normal incidence: the two polarizations undergo different phase shifts, and this phase error increases with the incidence angle. It turns out that the reflective phase mask must be used close to normal incidence to retain phase errors due to polarization within the phase errors due to imperfect BBAR MC or dispersion effects in the layers.

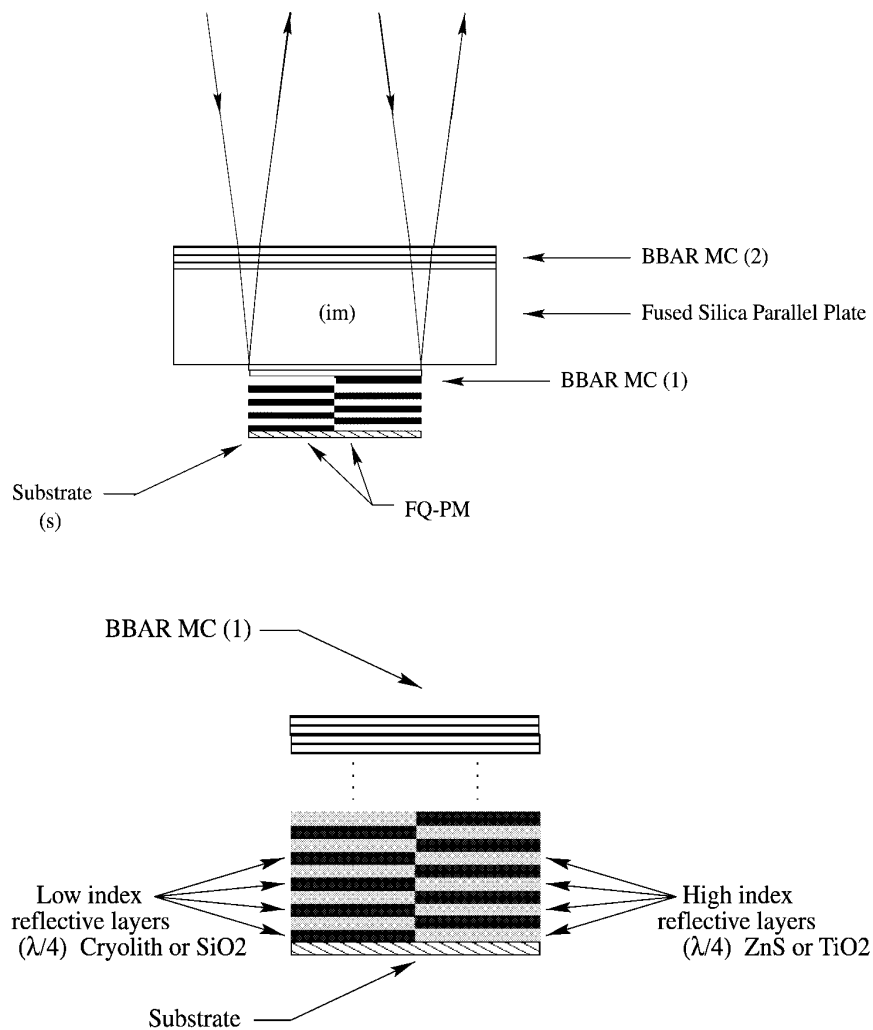


FIG. 10.—Optical scheme for a multilayer phase mask behind a fused silica parallel plate for minimizing the phase shift between the external medium (the parallel plate) and the phase mask.

To optimize an achromatic phase mask in the visible ( $\lambda = 700\text{--}850\text{ nm}$ ) as described above, we adopt an incidence angle of  $6^\circ$ . To obtain a  $\pi$  phase shift with an accuracy of  $5.2 \times 10^{-3}$ , this incidence angle must be smaller than  $\approx 10^\circ$ . Assuming a central wavelength of  $800\text{ nm}$ , the quarter-wave mirror can be made with a high-index material,  $\text{TiO}_2$  ( $n_H = 2.319$  at  $800\text{ nm}$ ,  $h_H = 86.23\text{ nm}$ ), and a low-index material,  $\text{SiO}_2$  ( $n_L = 1.476$  at  $800\text{ nm}$ ,  $h_L = 135.48\text{ nm}$ ). To achieve a high reflectivity of 99%, 10 layers at least of  $\text{TiO}_2\text{--SiO}_2$  must be stacked together.

To minimize the difference in optical index between the fused silica parallel plate and the quarter-wave mirror, we introduce an antireflection coating [BBAR MC(1); Fig. 10] composed of four layers (thickness in parentheses):  $\text{SiO}_2$  (39.0 nm),  $\text{TiO}_2$  (19.6 nm),  $\text{SiO}_2$  (97.0 nm), and  $\text{TiO}_2$  (7.3 nm). The second BBAR [BBAR MC(2); Fig. 10] is a classical antireflective

coating between the fused silica parallel plate and the air, optimized for a spectral range of  $700\text{--}900\text{ nm}$  (see the result in Fig. 11a).

Figure 11a shows the resulting phase shift for the polarizations  $s$  and  $p$  in the range  $700\text{--}850\text{ nm}$ . The phase error is about  $5.2 \times 10^{-3}$  radian peak to valley. The reflectivity coefficients are quite good ( $>99\%$ ; see Fig. 11b), but this simulation is optimistic and does not take into account the scattered light in the layers and variation of the thickness of the layers.

A different kind of achromatic concept has been proposed (Abe, Boccaletti, & Vakilli 2001). Instead of a four-quadrant phase mask, it uses a pair of two-quadrant phase masks with variable thickness in two orthogonal directions. The respective efficiencies of these achromatic solutions have to be compared accurately in a laboratory experiment in terms of capability and feasibility.

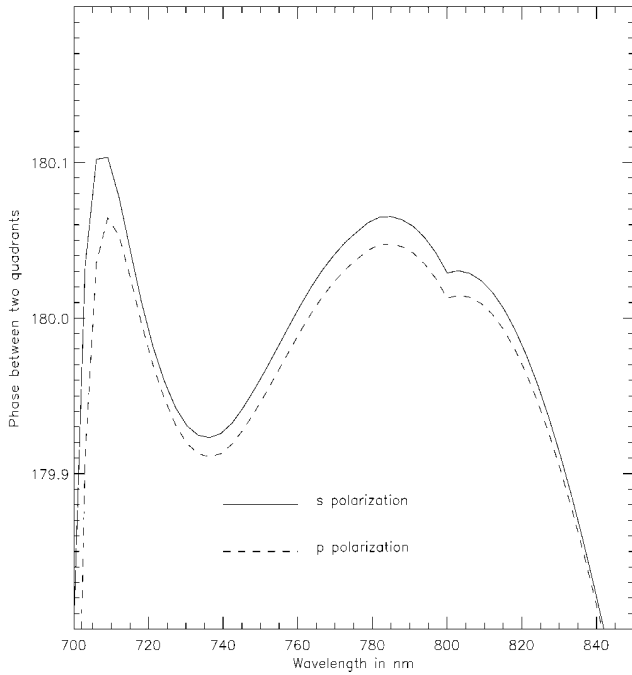


FIG. 11a

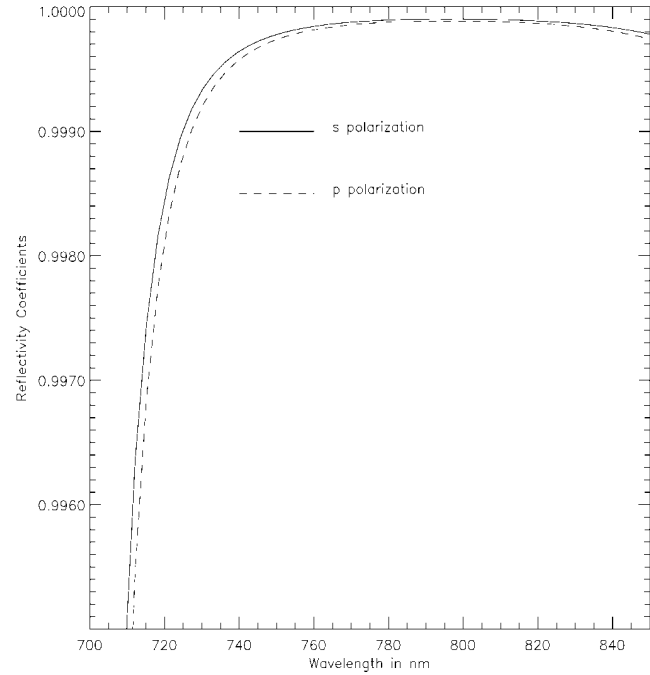


FIG. 11b

FIG. 11.—Simulation result for a multilayer four-quadrant phase mask. (a) Phase shift between two quadrants ( $180^{+0.01}_{-0.02}$  PTV for the two polarizations  $s$  and  $p$ ). (b) Reflectivity coefficients for the quarter-wave phase mask for two polarizations. The results of the calculation take into account the dispersion of the materials.

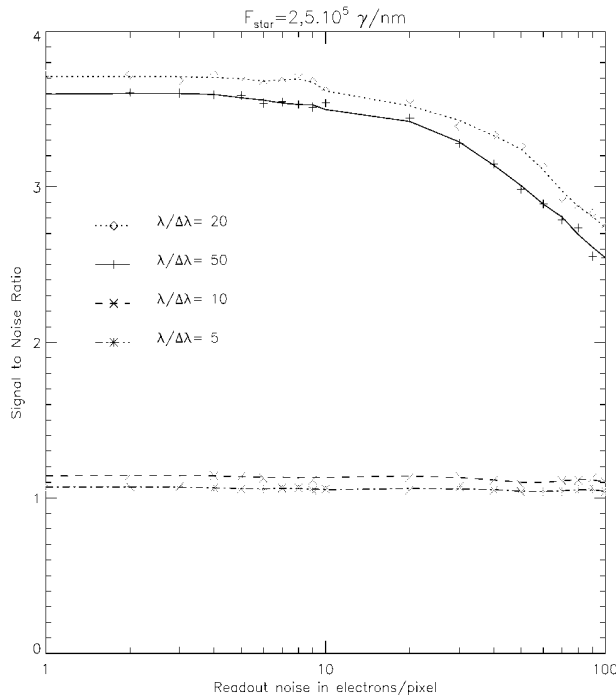


FIG. 12.—Signal-to-noise ratio for the monochromatic phase mask of a companion located at  $2.2\lambda/D$  from the star and 15 mag fainter, in four spectral bandwidths assuming photon noise and readout noise. The star flux is  $2.5 \times 10^6$  photons  $\text{nm}^{-1}$ , corresponding to 7 mag in the  $K$  band. We notice a slight signal-to-noise ratio improvement for  $\lambda/\Delta\lambda = 20$  compared to the most narrowband phase mask ( $\lambda/\Delta\lambda = 50$ ).

### 3.3. Photon Noise versus Spectral Bandwidth

Increasing the spectral bandwidth appears of interest for detecting a very faint companion around bright stars. But, as pointed out in § 3.1, the performance of the FQ-PM is wavelength dependent. Thus, a too large bandwidth significantly reduces the contrast in the halo when a monochromatic phase mask is used (see Fig. 8), and the faint companion may be no longer detectable. The choice of the spectral bandwidth is therefore a matter of trade-off between the achievable contrast and the photon noise.

As an example, assuming a 7th magnitude G2 V star (flux  $\approx 2.5 \times 10^6$  photons  $\text{nm}^{-1}$  in the  $K$  band), numerical simulation has been performed to assess the optimal spectral bandwidth required to detect a companion 15 mag fainter than the star with an angular separation of  $2.2\lambda/D$ . The signal-to-noise ratio is estimated from the ratio between the intensity of the companion integrated in the Airy peak (with a radius of  $1.22\lambda/D$ ) and the intensity of the background integrated in the same area. This criterion is computed for several spectral resolutions, ranging from 5 to 50 with the FQ-PM being optimized for the central wavelength, various readout noise ( $1$ – $100$   $e^-$  pixel $^{-1}$  frame $^{-1}$ ), and photon noise. Results are displayed in Figure 12. Using the narrowest bandwidth ( $\lambda/\Delta\lambda = 50$ ), the detection is photon noise limited up to  $10$   $e^-$  pixel $^{-1}$  frame $^{-1}$  with a S/N of 3.6. When the readout noise becomes too large, the S/N falls down to the reliable limit of detection ( $3\sigma$ ). A modest gain of 3% is achieved when the spectral resolution is decreased to  $\lambda/\Delta\lambda = 20$ . The capability of detection becomes very poor

( $S/N \approx 1$ ) for  $\lambda/\Delta\lambda = 10$  and 5, indicating that there is nothing to gain by increasing the bandwidth at this stage since the signal of the companion is blurred by the Airy patterns corresponding to unextincted  $\lambda$ .

If we compare the  $S/N$  obtained in a similar condition but with a supposedly perfectly achromatic FQ-PM, the narrowest bandwidth gives the same result as before, but the  $S/N$  is markedly improved with larger bandwidths and reaches  $8\sigma$  with  $\lambda/\Delta\lambda = 5$ . Thus, for our multilayer phase mask ( $\lambda/\Delta\lambda = 5.4$ ), the  $S/N$  reaches  $7\sigma$ .

#### 4. CONCLUSION

We have previously shown that the FQ-PM device is able to reach a star/companion ratio of  $10^6$ – $10^8$  in a perfect case

with no phase perturbation. Here we have investigated the loss of cancellation with regard to several parameters in order to have a better understanding of this device in a more realistic case (atmospheric phase disturbance, for instance). We also give an optical solution to achromatize the phase shift. An experiment is currently in progress with a monochromatic phase mask at the Observatoire de Paris–Meudon. We expect a better extinction than with other coronagraphic techniques, but the performance will be constrained by the imperfect thickness of the mask, aberrations of optical components, and homogeneity of the light source. The achromatic device would be directly usable with a good adaptive optics such as PUEO on the Canada-France-Hawaii Telescope or HOKUPA (Guyon et al. 1999) and especially the Nasmyth Adaptive Optics System on the Very Large Telescope (Rousset et al. 2000).

#### REFERENCES

- Abe, L., Boccaletti, A., & Vakilli, F. 2001, A&A, in press  
 Baudoz, P., Rabbia, Y., & Gay, J. 2000a, A&AS, 141, 319  
 Baudoz, P., et al. 2000b, A&AS, 145, 341  
 Gay, J., & Rabbia, Y. 1996, CR. Acad. Sci. Paris, 332, Ser. IIb, 265  
 Guyon, O., et al. 1999, PASP, 111, 1321  
 Lyot, B. 1939, MNRAS, 99, 580  
 Roddier, F., & Roddier, C. 1997, PASP, 109, 815  
 Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, PASP, 112, 1479 (Paper I)  
 Rousset, G., et al. 2000, Proc. SPIE, 4007, 72



# Chapitre 3

## Présentation des résultats en laboratoire

### 3.1 Introduction

Le 4Q appartient à cette nouvelle famille de composants coronographiques qui à la différence des masques de Lyot classiques n’influent pas directement sur l’amplitude mais sur la phase de l’onde incidente.

Nous avons donc fait réaliser un tel masque pour le tester ensuite sur un banc optique dédié, afin d’une part de pouvoir confirmer les prédictions théoriques mais également d’appréhender les difficultés éventuelles de fabrication du composant lui même. Depuis septembre 2001, nous avons donc réalisé au LESIA le banc optique de caractérisation du masque à 4 quadrants.

#### 3.1.1 La fabrication du masque de phase

Nous avons fait fabriquer par l’entreprise SAGEM (anciennement REOSC) un masque coronographique par la méthode des couches minces. En premier lieu, nous avons fait polir par la société OPTICAD de petites plaques carrées de 30 mm de coté en verre Corning C2036 avec des spécifications de poli extrêmement rigoureuses :

Table 3.1: Spécifications optiques des supports des masques de phase

Taille	$30 \times 30 \times 6$ mm
Indice	$n=1.616$ @ 632.8 nm
Parallélisme	$\approx 15''$
Poli sur $30 \times 30$ mm	$\lambda/25$ PTV soit $\lambda/100$ rms
Poli sur un 4Q $7 \times 7$ mm	$\lambda/37$ PTV soit $\lambda/190$ rms
Rugosité	$\approx 0.8$ nm

**Le procédé du “lift-off”** Après de longues discussions avec les ingénieurs de la REOSC. Il a été décidé d’utiliser la technique du “lift-off”.

Cette technique consiste à faire en premier lieu comme on peut le voir sur la Figure 3.1, un dépôt d’une résine photosensible sur les plaques de C2036. Après irradiation aux ultraviolets et développement, on dépose une couche d’ $Al_2O_3$ . Cette couche possède un indice compris entre 1.59-1.605 selon son degré de porosité. L’épaisseur requise doit être très bien contrôlée pendant le dépôt d’alumine pour avoir un déphasage de  $\pi$  à la longueur d’onde choisie. Enfin la dernière opération consiste à enlever le couche de résine par attaque chimique, provoquant ainsi le retrait de l’ $Al_2O_3$  partout où était déposée la résine. Il faut remarquer que ce type de traitement n’est possible qu’avec des matériaux inertes aux produits chimiques utilisés lors des différents traitements sur la résine. Le choix de l’alumine est bien approprié pour cela.

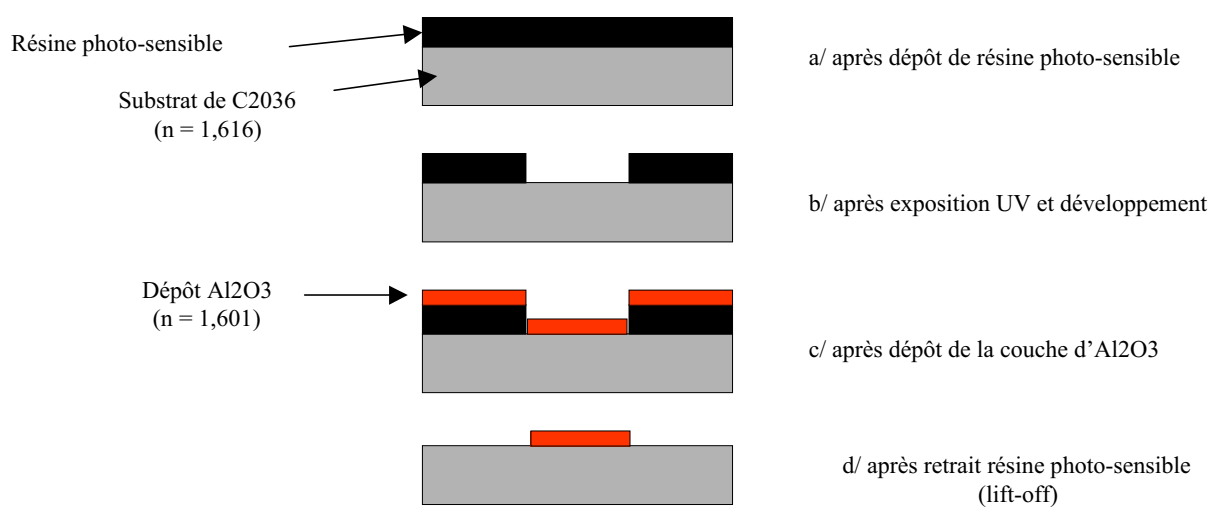


Figure 3.1: Les différentes étapes de fabrication du masque à 4 Quadrants selon le procédé du "Lift-Off" (Dessin de Jacques Baudrand).

L'équation suivante donne la relation entre la longueur d'onde d'utilisation du masque de phase  $\lambda_{masque}$  et l'épaisseur du dépôt d'alumine  $e_p$ .

$$\lambda_{masque} = 2 \cdot e_p \cdot (n_{Alumine} - 1) \quad (3.1)$$

Pour le masque numéro 10, le dépôt d'indice 1.6 fait 534 nm d'épaisseur soit une longueur d'onde d'utilisation de 640 nm. Le masque numéro 9, a lui un dépôt d'environ 550 nm d'épaisseur, ce qui situe son utilisation vers 665 nm. Un autre masque (le numéro 4) a été réalisé avec un dépôt de 510 nm d'épaisseur. Mais ce dernier masque présentant un défaut de fabrication, n'a été utilisé que pour des tests préliminaires puis fut vite abandonné car la couche d'alumine se retirait à certains endroits.

Remarquons enfin que le type de verre de chez Corning a été choisi pour être le plus proche possible de l'indice du dépôt, ce qui permet de limiter les effets d'interférence dus aux réflexions parasites entre le verre et la couche d'alumine (des franges apparaissent). Les faces arrières des masques ont été traitées anti-reflet avec des performances de l'ordre de 0.2% pour 640 nm.

**Le problème de la transition entre quadrants** On a fait fabriquer sur un substrat unique un damier de  $8 \times 8$  masques ainsi définis (Figure 3.3) pour pouvoir augmenter les chances d'obtenir un masque à nos spécifications. La taille du masque unitaire est ici de  $42\lambda/d$  de côté dans nos conditions d'utilisation. Après quelques mois de tâtonnement, nous nous sommes aperçus d'un problème: La transition entre les quadrants se présente comme une zone de  $5 \mu m$  où le déphasage est non défini (voir la Figure 3.2a). En conséquence une faible portion du flux incident sera transmise avec un déphasage différent de  $\pi$  et participera directement aux résidus que nous enregistrons dans nos mesures, expliquant une partie des limitations de nos premiers résultats. Nous avons alors renvoyé les deux masques (9 et 10) à la REOSC pour faire une métallisation d'oxyde de chrome opaque à la lumière sur la zone de transition. Cette modification a permis au final d'améliorer le taux de réjection d'un facteur 4 environ.

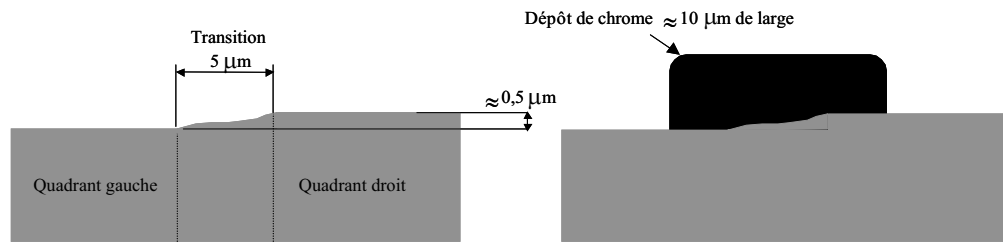


Figure 3.2: Schéma présentant la transition entre les quadrants. Une zone de  $5\ \mu\text{m}$  au centre présente un déphasage différent du  $\pi$  recherché (Dessin de Jacques Baudrand).

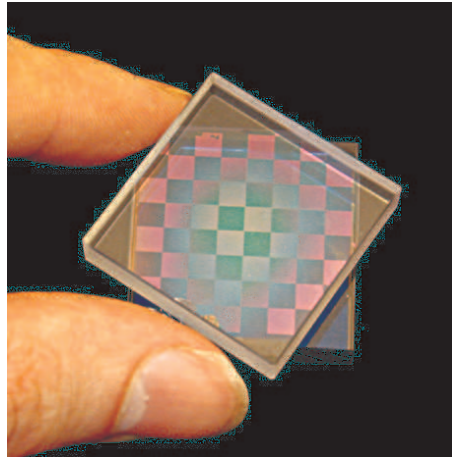


Figure 3.3: Photographie du 4 Quadrants numéro 9 à 665 nm. La superposition d'une plaque permet de voir les multi-quadrants.

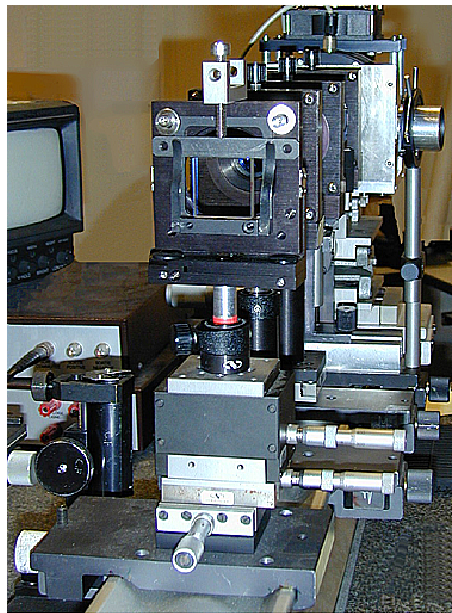


Figure 3.4: Photographie du masque numéro 10 à 640 nm, monté sur des platines micrométriques.



### 3.1.2 Schéma optique

Je présente maintenant le banc optique dans sa configuration actuelle:

- La source lumineuse: Une diode laser monomode fibrée  
 $\lambda = 625 - 645nm$ ,  $\Delta\lambda = 0.75nm$  FWHM
- Une lentille L1 de focale **F1=450 mm**
- La Pupille: un trou de diamètre 1.71 mm
- Une Lentille L2 de focale **F2=450 mm** avec un traitement anti-reflet sur les deux faces
- le masque 4Q
- Une Lentille L3 de focale **F3=115 mm** avec un traitement anti-reflet sur les deux faces
- Un diaphragme de Lyot de diamètre  $320 \mu m$   
 soit 73% de la pupille d'entrée en tenant compte du dégrandissement  $F2/F3$
- Une Lentille L4 de focale **F4=80 mm** type doublet traité anti-reflet
- Une caméra CCD HISIS 22 avec un KAF400 de  $768*512$  pixels  
 $q_e(max) \approx 40\%$ , un pixel de  $9\mu m$  et un seul étage Peltier
- les lentilles L1, L2, L3 ont les mêmes caractéristiques:  
 elles sont en Silice polie à  $\lambda/10$  PTV @ 632.8 nm et ont un diamètre de 25.4 mm.

Le banc de 2.5 mètres de long est fixé sur une table en granite pour éviter les vibrations. Enfin le masque de phase est positionné avec des dispositifs micrométriques (voir sur la photographie suivante) permettant un réglage fin de centrage.

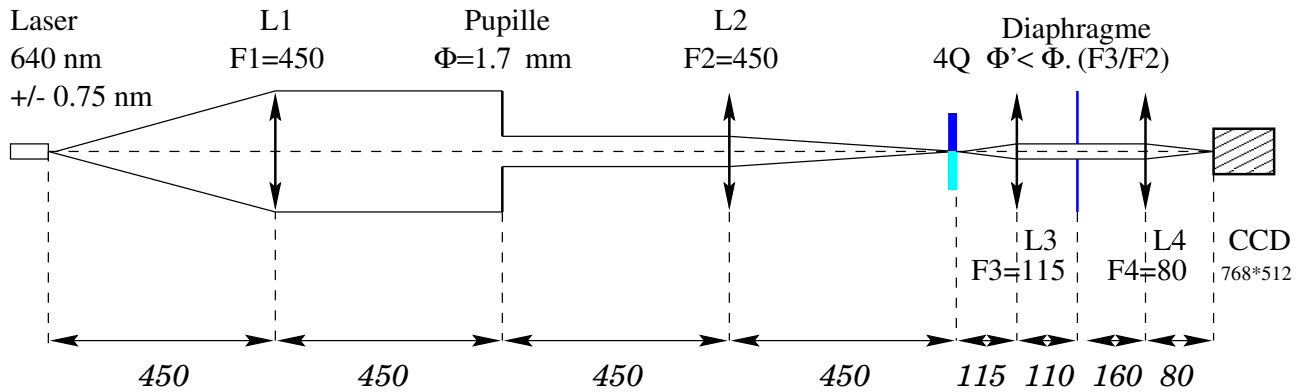


Figure 3.5: Schéma optique du banc coronographique du LESIA. Toutes les distances ainsi que les focales des lentilles sont données en millimètres.

Ce banc optique permet de faire de la recherche et du développement des dispositifs coronographiques dans le domaine visible. En effet, vu la configuration actuelle du banc il est facile de le reconfigurer comme on l'entend. Il serait ainsi possible d'étudier par exemple des dispositifs de densification de pupille du type hexagonal comme proposé par notre équipe (Gillet S. et al 2002) ou divers dispositifs d'achromatisation comme les masques achromatiques par réflexion (Riaud P. et al. 2001), les ZOG (réseaux sub-lambda) ou tout simplement les simples lames demi-ondes.

### 3.1.3 Présentation du banc coronagraphique

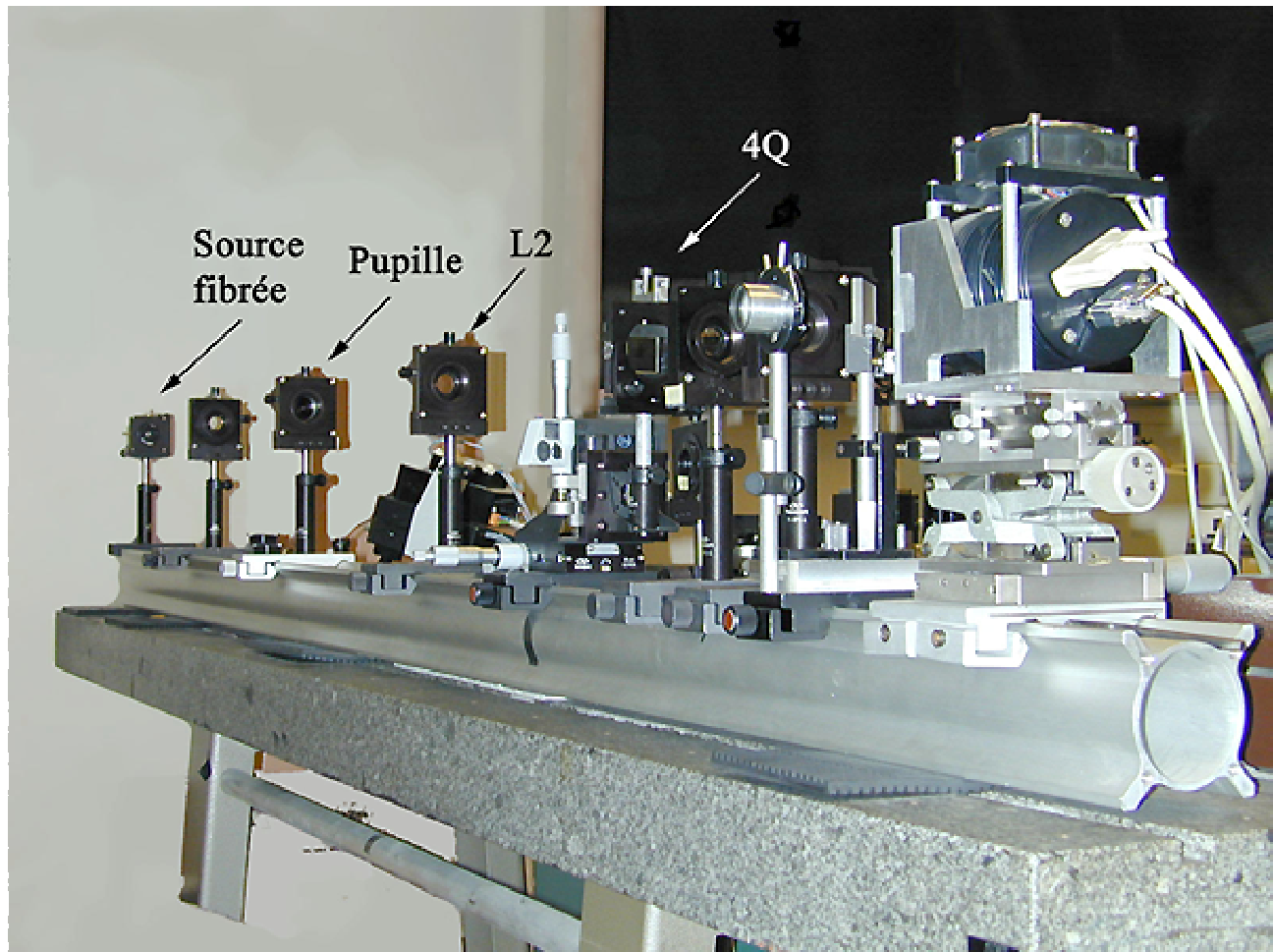


Figure 3.6: Présentation du banc optique coronagraphique: au fond on remarque le support de la fibre optique faisant office de source lumineuse.

Quelques mois avant de monter le banc coronagraphique, je me suis aperçu que pour pouvoir utiliser le 4Q à sa longueur d'onde nominale de fabrication (connue à 3% près), il fallait utiliser une source de lumière accordable. Je me suis donc orienté vers les diodes laser monomodes visibles. En effet, lorsque l'on chauffe une diode laser, sa longueur d'onde se déplace, et on élargit légèrement la bande spectrale. Ainsi pour la diode fibrée Hitachi on passe de 630nm vers 15°C à 645 nm vers 40°C, alors que pour la Sanyo on a 625 nm à 15°C et 640 nm à 36°C. Cette latitude de réglage n'était, cependant pas assez large pour pouvoir travailler avec le masque à 665 nm.

Il a fallu aussi optimiser l'optique, en achetant des lentilles simples traitées anti-reflet pour certaines (L2,L3), mais surtout avec un bon poli ( $\lambda/10$  PTV).

Ce montage optique nécessite un alignement très fin des divers composants avec une précision de l'ordre de 0.5 mm. On a pu ainsi remarquer que le taux de réjection pouvait changer d'un facteur 4 rien qu'en modifiant légèrement l'alignement. Cela vient sans doute, de la génération d'aberrations optiques diverses.

Je vais maintenant montrer les résultats obtenus avec le masque N° 10 à 640 nm, en lumière monochromatique ( $640 \text{ nm} \pm 0.75 \text{ nm}$ ) et une fibre monomode de 4  $\mu\text{m}$  de diamètre.

## 3.2 Résultats obtenus en lumière monochromatique

Montrons en guise d'introduction l'effet du masque à 4 Quadrants en plan pupille :

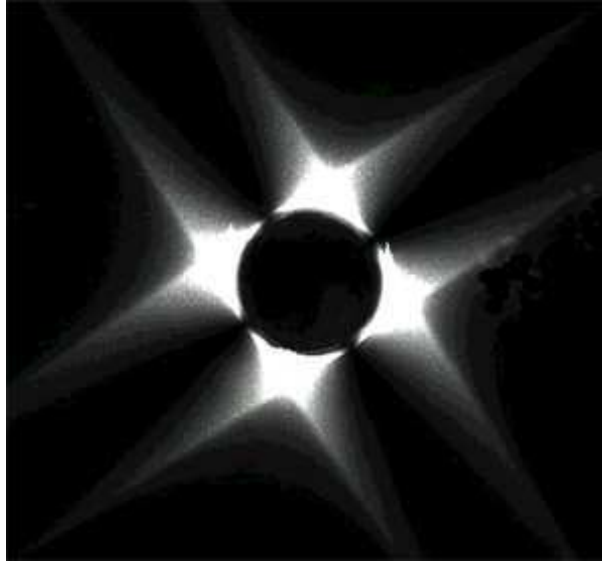


Figure 3.7: Image pupillaire juste avant le diaphragme de Lyot. Nous retrouvons bien l'image de la pupille des simulations numériques avec la lumière rejetée à l'extérieur de la pupille géométrique. Un diaphragme bien dimensionné éliminera une partie importante du flux incident.

### 3.2.1 Taux de réjection obtenu

**Définition du taux de réjection** C'est en août 2002 que les meilleurs résultats coronographiques ont été obtenus. Après un ré-alignement complet de tout le banc optique, je suis parvenu à obtenir un taux de réjection de 44000 mesurant le rapport entre le maximum du résidu coronographique et le maximum de l'image non atténuée. Ces résultats ont été obtenus avec une grande stabilité dans le temps (voir le paragraphe 3.2.3). Tous les taux de réjection du coronographe sont donnés en tenant compte de la réduction du flux imposée par le diaphragme de Lyot.

$$\tau_c = \frac{\text{Maximum d'intensité du résidu coronographique}}{\text{Maximum d'intensité non atténuée en présence du diaphragme de Lyot}} \quad (3.2)$$

Cette définition du taux d'atténuation permet donc de tenir compte de l'atténuation du diaphragme, pour s'approcher d'une information plus réaliste sur la détectabilité d'un compagnon. L'ajout du diaphragme de Lyot de taille obligatoirement plus petite que la pupille géométrique du système a pour effet de diminuer la résolution angulaire de celui-ci. Par contre nous donnons ici les échelles angulaires en  $\lambda/d$  se référant à la pupille d'entrée du système, non pas à celle du diaphragme de Lyot en sortie.

Une autre façon d'évaluer le taux de réjection, est de donner sa valeur par rapport au flux total intégré. Pour cela j'intégrerai sur un champ carré de  $24\lambda/d$  de côté, en évitant ainsi les résidus générés par les masques voisins.

**Procédure d'aquisition et de traitements** L'aquisition des images se fait avec une caméra HISIS 22 de  $768 \times 512$  pixels de  $9\mu m$  de coté avec un seul étage Peltier (soit  $-40^\circ$  C par rapport à la température extérieure). Cette caméra ne présente que 16384 niveaux de digitalisation avec un offset autour de 1780 et n'autorise donc qu'une dynamique maximum de l'ordre de  $120 \sigma$ . Dans le cas de nos images coronographiques, nous étions confrontés à des dynamique supérieures à 10000 et l'utilisation d'une densité optique a donc été nécessaire. Grâce à une diode au silicium à haute dynamique, j'ai pu calibrer la densité MTO S 2608 et déterminer une densité optique de  $5100 \pm 100$ .

La procédure d'aquisition des images coronographiques, se fait de la façon suivante: on fait en premier lieu l'aquisition des images avec le coronographe centré, puis on prend 5 "darks" de référence, enfin on expose la source sans le masque centré avec la densité de 5100 et un temps de pose généralement inférieur. Ce qui oblige dans ce dernier cas à prendre 5 autres poses pour les "darks".

Le traitement des images consiste à enlever simplement une somme de poses d'obscurités (dark médian). Je ne procède pas à la renormalisation par une pose de lumière uniforme (flat), car le coronographe génère des effets de diffraction dus à la transition entre quadrants entraînant un biais de mesure importante (voir Figure 3.8). Par ailleurs, l'opération n'apportera pas d'avantages significatifs sur les mesures d'atténuation.

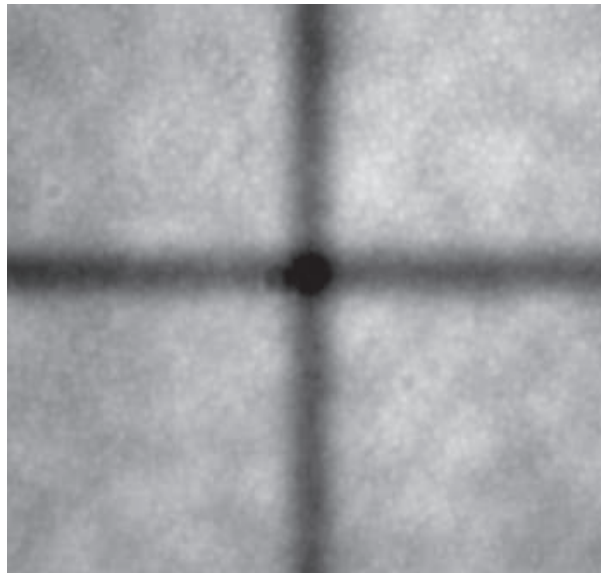


Figure 3.8: Pose de lumière uniforme avec le masque à 4 Quadrants. On voit très bien au centre les effets de diffraction dues à la transition entre les quadrants. La largeur de la transition fait  $\lambda/D$  à mi-hauteur.

Le temps de pose est généralement de 1s pour l'image avec le 4Q et 0.25s pour l'image sans coronographe avec la densité. Il faut remarquer que la précision de 20 ms de l'obturateur obligeait de ne pas descendre trop bas dans la durée de la pose pour l'aquisition des images de référence sans le masque.

**détermination de la différence de marche du masque 4Q** Il est possible de déterminer la longueur d'onde optimal du masque. Il suffit pour cela d'éclairer le système optique en lumière blanche (lampe halogène de 100 W, température du filament de Tungsten de 3200 K) avec le 4Q centré sur la source blanche. Derrière le diaphragme de Lyot, on disperse le flux résiduel avec un réseau à transmission à 110 Traits/mm (voir Figure 3.9). Un système optique composé d'un miroir de renvoi et d'une lentille de focale 312 mm crée un spectre sur la caméra CCD.

Pour connaître la longueur d'onde optimale on divise ce spectre par un spectre de référence obtenu sans le 4Q, il faut bien sûr dans les deux cas soustraire un "dark". La figure suivante montre le résultat obtenu avec ce dispositif sur le masque numéro 10, nous trouvons en fait 628 nm, une valeur différente de 640 nm trouvée sur l'interféromètre de l'institut d'optique d'Orsay. Du fait de la porosité de l'alumine, nous trouvons des variations dans la longueur d'onde optimale d'utilisation du masque. Cette méthode, est simple et donne une précision sur la longueur d'onde du masque de phase de  $\pm 1\text{nm}$  environ. Ce résultat corrobore aussi les développements mathématiques fait précédemment sur le taux de réjection dans le cas monochromatique (voir Eq 2.16).

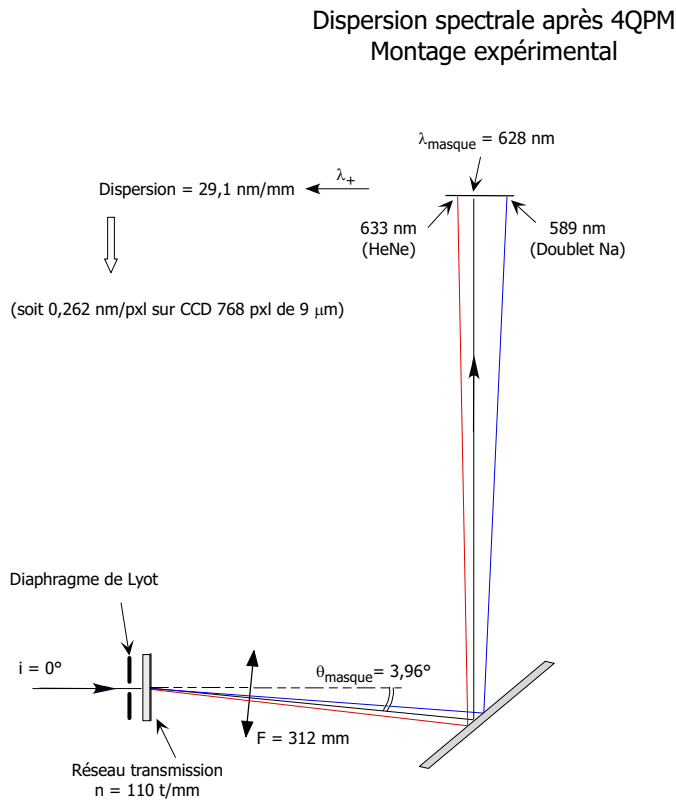


Figure 3.9: Schéma optique du système spectroscopique permettant de déterminer la longueur d'onde optimale du masque de phase dans le visible.

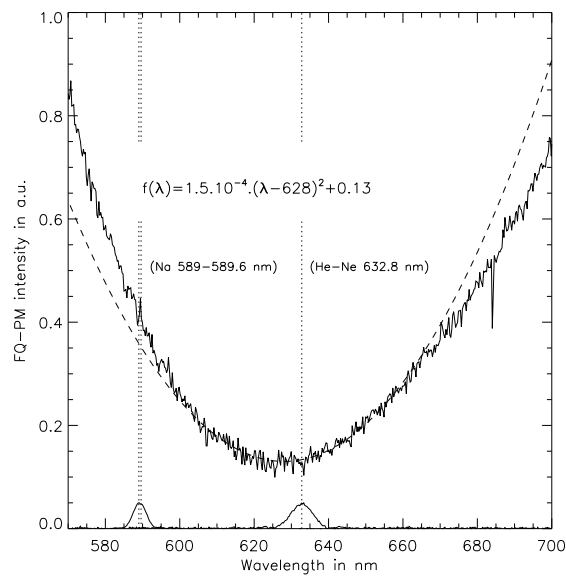


Figure 3.10: Résultat spectroscopique obtenu en lumière blanche sur le masque numéro 10. Le temps de pose du spectre avec le 4Q est de 240s et celui de référence de 20s. Une pose avec un laser He-Ne a été faite aussi pour la calibration en longueur d'onde. La courbe représente le résultat de la soustraction des deux spectres. Une fonction parabolique reproduit très bien la forme du taux de réjection obtenue par le masque.

**Résultats expérimentaux** Les données que je vais présenter sont le résultat d'une moyenne de 16 images coronographiques de 1s de temps de pose chacune. Cela permet de moyennner la "turbulence" atmosphérique présente dans la pièce. J'ai donc obtenu pour cette série de poses, comme indiqué précédemment, un taux d'atténuation de  $44000 \pm 2200$  sur le pic et de  $4200 \pm 200$  pour l'atténuation totale.

Le niveau des tavelures résiduelles atteint à certains endroits  $2 \cdot 10^{-7}$  (à  $45^\circ$  de la croix). Si on s'intéresse à la moyenne azimuthale de l'image, on arrive au-delà de  $2\lambda/d$  à des résidus de l'ordre de  $10^{-6}$  (voir Figure 3.11).

Je présente en plus du résultat précédent dans la Figure 3.11, la tache de diffraction obtenue par le système optique sans le diaphragme de Lyot et la tache théorique calculée. On montre une bonne correspondance entre les deux.

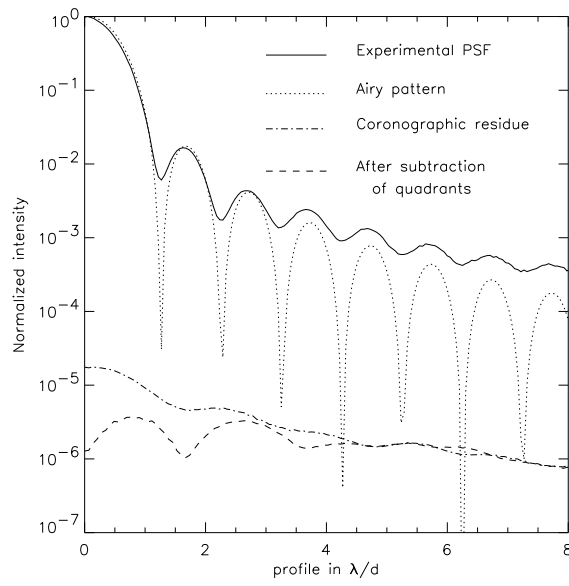


Figure 3.11: La courbe du haut représente la tache de diffraction du système sans le diaphragme de Lyot. En pointillés la tache d'Airy théorique. Les deux courbes du bas représentent le résidu coronagraphique, brut et après soustraction des quadrants opposés. Toutes les courbes sont des moyennes azimutales.

Ci-dessous, deux images du résidu coronagraphique. La croix du masque est orientée à  $45^\circ$ , nous trouvons ainsi d'importants résidus de diffraction autour de la croix. La tache large en bas à gauche, correspond à une réflexion parasite que l'on attribue à la lentille L3.

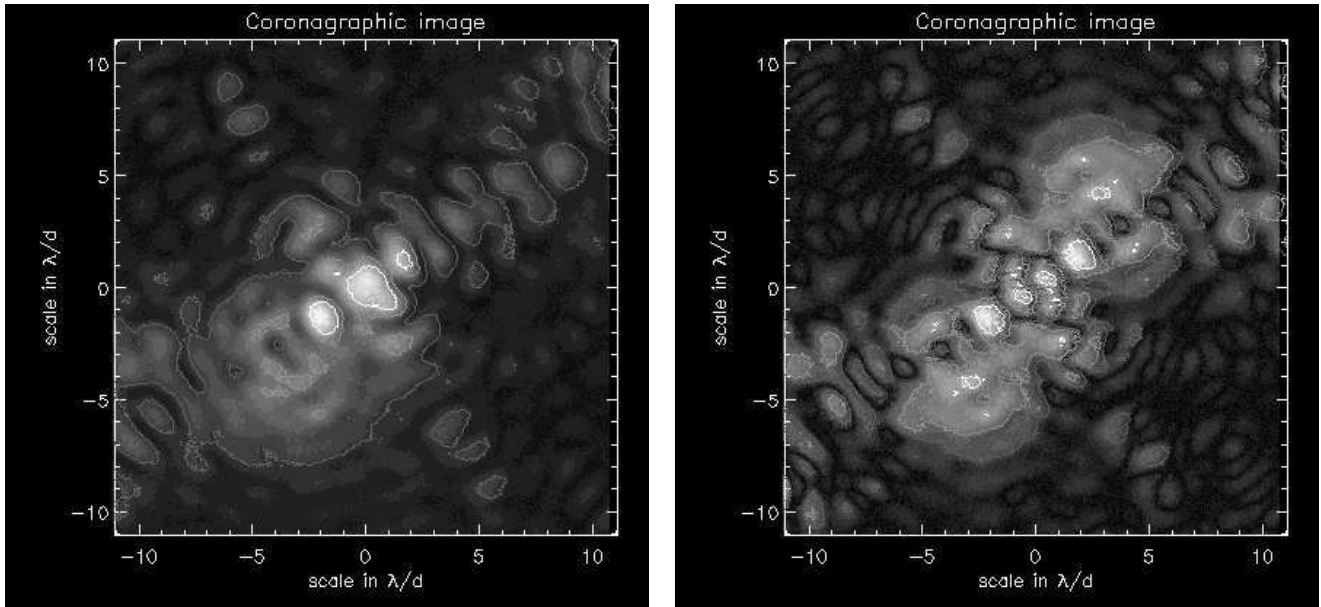


Figure 3.12: A gauche image du résidu coronagraphique. Les courbes de niveaux correspondent du plus foncé au plus clair aux valeurs :  $10^{-6}$ ,  $5 \cdot 10^{-6}$ ,  $10^{-5}$ . A droite l'image obtenue après la soustraction des quadrants, les courbes de niveaux correspondent aux valeurs de  $10^{-6}$ ,  $2 \cdot 10^{-6}$ ,  $5 \cdot 10^{-6}$ . Pour bien faire ressortir les tavelures, les images sont présentées avec une puissance 0.5.

### 3.2.2 Effet de la soustraction d'une référence

Je regarde l'effet d'une soustraction d'une étoile de référence. Je prends pour cela deux séries de poses, la première correspondant au taux de réjection présenté précédemment et la seconde ayant été réalisée deux jours plus tard avec un réglage légèrement différent. Entre les deux séries de poses, nous avons bien sûr des taux de réjection légèrement différents, ainsi qu'une structure de tavelures différentes. Malgré cela, nous obtenons après ce traitement standard de la coronagraphie un gain de l'ordre de 6 par rapport à la soustraction centro-symétrique. Ce qui nous permet ici d'être à un niveau inférieur à  $10^{-6}$  au-delà de  $2\lambda/d$  (voir Figure 3.13).

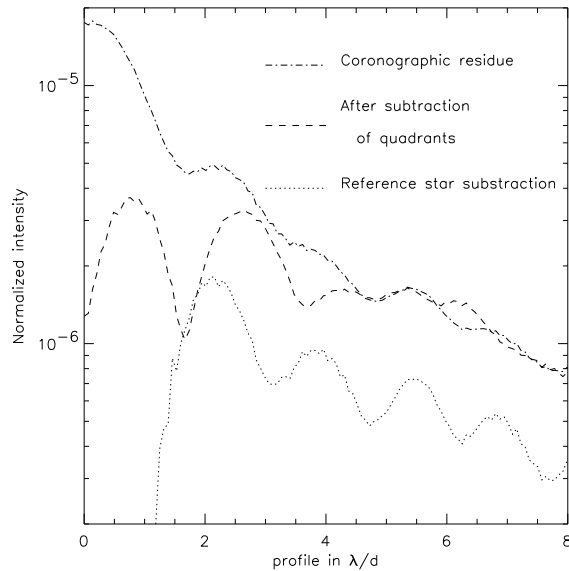


Figure 3.13: La première courbe, correspond au résidu brut coronagraphique avec  $\tau = 44000$ . La seconde intègre l'effet de la soustraction des quadrants. La dernière courbe, montre l'effet de la soustraction d'une étoile de référence prise deux jours plus tard. Toutes les courbes sont des moyennes azimutales.

### 3.2.3 Stabilité du taux de réjection

Je me suis intéressé à la stabilité du taux de réjection en fonction du temps. Le système optique est posé sur un banc en granite mais l'environnement n'est pas thermostaté ce qui provoque naturellement quelques dérives mécaniques du système. La courbe de la Figure 3.14 montre ainsi la variation du taux sur plusieurs heures, et l'on peut constater que le système est particulièrement stable. Ce n'est qu'au bout de 7-8h que le système commence à dériver avec, ici une perte d'un facteur 1.8 par rapport au taux de référence. Pour chaque point de mesure, j'ai réalisé 10 poses de 1s et 5 "dark" associés. Je présente ici la moyenne des dix poses ainsi que le minimum et le maximum du taux de réjection pour chaque série. Le coronographe à 4 quadrants apparaît donc comme un instrument très stable, les dérives enregistrées ici étant uniquement d'origine instrumentale.



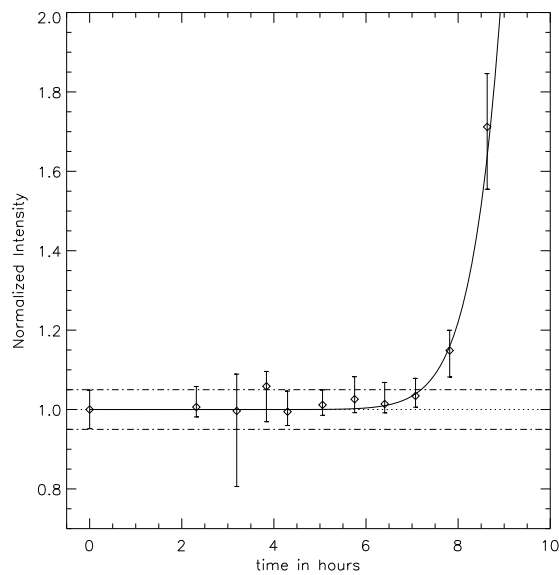


Figure 3.14: Stabilité du taux de réjection. L'échelle d'intensité est relative, elle est normalisée aux premières mesures (vers 9h45 du matin). Les deux lignes de part et d'autre de la ligne unité, correspondent aux erreurs intrinsèques de chaque pose ( $\pm 5\%$ ).

### 3.2.4 Limitations expérimentales

Une fois atteint ces niveaux d'atténuation photométriques le moindre écart aux conditions parfaites devient instantanément pénalisant. Les facteurs dégradants résiduels que nous pouvons identifier avec certitude sont les suivants:

- L'étendue spectrale de la source de l'ordre de 1.5 nm (largeur spectrale transmise par le couple diode laser / fibre monomode)
- L'étendue géométrique de la source de 4  $\mu m$  de diamètre définie par le diamètre de coeur de la fibre monomode.
- La qualité de poli du masque de phase.
- La qualité des meilleures optiques commerciales standard lentilles UV données pour  $\lambda/10$  PV sur un diamètre 25 mm.
- Les réflexions parasites malgré toutes les surfaces traitée AR ( $R < 0.2\%$ ).
- La turbulence de la couche d'air en laboratoire car la pièce où se situe le banc n'est pas thermostatée.
- Les alignements des optiques.
- La précision de centrage de l'image sur le 4Q.  
le montage X-Y ne permet pas d'atteindre une précision inférieure au micromètre.
- L'imperfection du dépôt métallique sur la transition entre quadrants.

Concernant la qualité des optiques, si nous considérons uniquement la partie utile de la surface des lentilles (pupille de 1.71 mm de diamètre), on peut estimer une qualité de surface de près de  $\lambda/150$  PTV. Devant le masque de phase, nous avons ici deux lentilles plus une autre pour re-imager la pupille, donc la perturbation sur le front d'onde devrait être de l'ordre de  $\lambda/85$  PTV soit  $\lambda/300$  rms. Le taux de réjection total s'il n'était limité par les aberrations des optiques d'entrée ainsi définies et si l'on suppose que la variation de taux de réjection obéit à la loi de l'équation 3.3 devrait approcher  $9100 \pm 3300$  environ avec  $\lambda/de = \lambda/300$ .

$$\tau = \frac{4}{d\phi^2} = \frac{1}{\pi^2} \cdot \frac{\lambda^2}{de^2} \quad (3.3)$$

Regardons maintenant l'effet, de la bande spectrale et de l'effet de la source étendue sur le taux de réjection. Si on s'accorde sur la formule 2.19, notre haute résolution ( $R=400$ ), devrait limiter le taux de réjection total maximum à environ de 780000. On peut noter que cette valeur est très sensible à la largeur spectrale de la diode laser. L'étendue géométrique de la source rentre également en jeux dans le calcul de la réjection. Ainsi notre fibre de  $4\mu m$  de diamètre vue depuis 450 mm de focale correspond à  $0.012\lambda/d$  dans nos conditions d'expérience. On peut alors calculer l'effet de la source étendu grâce à l'intégrale suivante :

$$1/\tau_{source} = \frac{2}{0.012^2} \cdot \int_{r=0}^{0.012} (1 - \exp(-r^2/1.16)) r \cdot dr \approx \frac{1}{16000} \quad (3.4)$$

Le taux de réjection total doit être de l'ordre de:

$$1/\tau_{total} = \sqrt{1/\tau_{surface}^2 + 1/\tau_{source}^2} \quad (3.5)$$

Le taux de réjection total final est dû à une sommation quadratique des diverses limitations listées au début de ce paragraphe. Si on prend en compte uniquement les trois sources de limitations précédentes on arrive à un taux de réjection total de  $\approx 8000 \pm 2000$  (voir EQ. 3.5). Cette estimation montre donc une concordance avec le taux de 4200 mesuré sur le banc optique. Mais les calculs restent approximatifs notamment sur l'effet de la source et une étude exhaustive demanderait beaucoup de temps.

Entre la valeur de réjection sur le pic maximum et le total, on devrait trouver un facteur 4 avec un masque parfait. On trouve sur les résultats présentés approximativement un facteur 10. Ceci s'explique en partie, par l'effet du coronographe à 4 quadrants qui divise le pic stellaire en 4 parties égales. Par ailleurs, la présence d'une croix opaque génère de la diffraction (Figure 3.12a) et donc une partie de l'énergie se retrouve autour de cette croix et non sur le pic résiduel maximal. Ceci augmente donc un peu plus le rapport réjection totale sur réjection sur ce pic.

Des conséquences intéressantes vis à vis des contraintes d'achromatisation du masque apparaissent car ces dernières se réfèrent seulement à la réjection totale. Ainsi pour obtenir un facteur de  $10^6$  sur le pic, il suffit si on se réfère au facteur 10 précédent, d'un taux de réjection total de seulement  $10^5$  soit un écart type de  $4.4 \cdot 10^{-3}$  radian sur la phase résiduelle du dispositif achromatique. Le chapitre suivant présentera des solutions d'achromatisation du masque 4Q.

### 3.2.5 Exemple de Détection d'un compagnon $\Delta m = 10.5$

Sur le banc coronographique, nous pouvons ajouter un compagnon à l'étoile. Cela consiste à ajouter devant la fibre de  $4\mu m$ , une petite plaque de verre (C2036) polie à  $\lambda/70 - \lambda/100$  rms. Avec le jeu de la double réflexion, nous pouvons alors créer par ce biais un compagnon. La position de ce compagnon sera donnée par l'inclinaison de la plaque par rapport à l'axe du faisceau. Pour avoir un choix plus important en rapport de luminosités étoile/compagnon. Nous avons fait réaliser par la société GUINCHARD sur deux des plaques un traitement anti-reflet sur une face pour la première et sur les deux faces pour la seconde. De ce fait, nous avons les trois rapports de luminosité suivant:

- Sans traitement (double réflexions vitreuses): rapport  $(5.5 \cdot 10^{-2})^2$  soit 330 ( $\Delta m = 6.3$ )
- Un traitement une face: rapport  $(5.5 \cdot 10^{-2} \times 1.15 \cdot 10^{-3})$  soit 15000 ( $\Delta m = 10.5$ )
- Un traitement deux faces: rapport  $(1.3 \cdot 10^{-3} \times 1.15 \cdot 10^{-3})$  soit 660000 ( $\Delta m = 14.5$ )

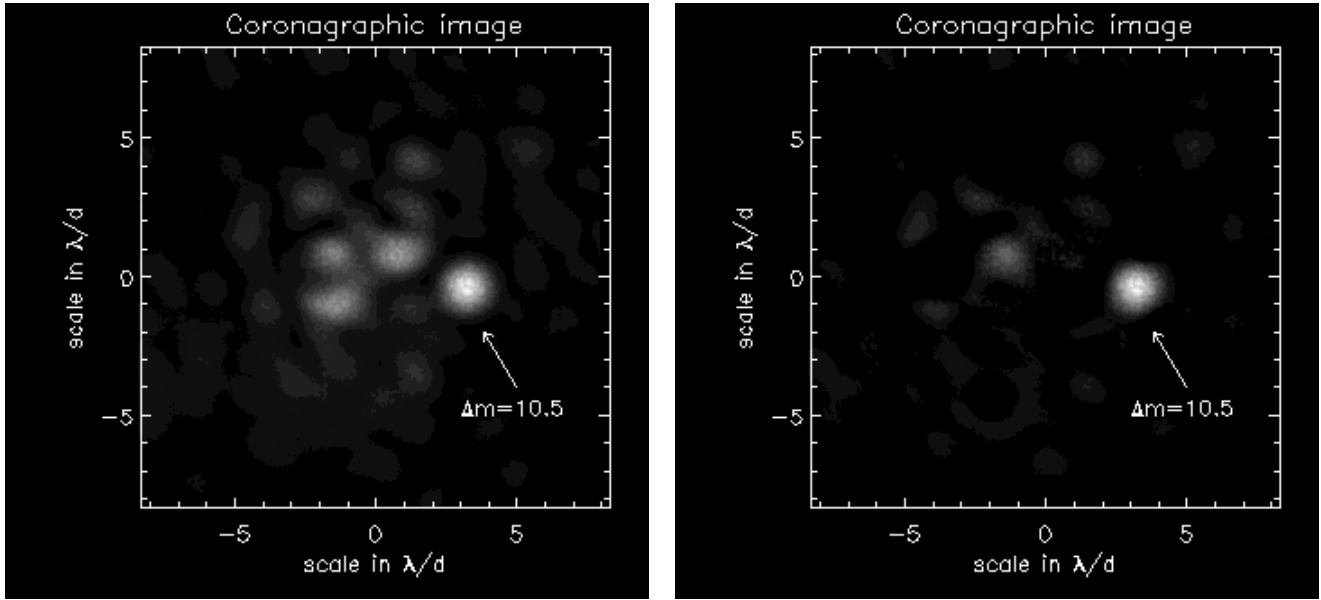


Figure 3.15: Image obtenue sur le banc coronagraphique en présence d'un compagnon 15000 fois plus faible ( $\Delta m = 10.5$ ) placé à  $3.6 \lambda/d$  de l'étoile. A gauche, on détecte le compagnon avec un rapport signal sur bruit de 17. A droite, après la soustraction des quadrants on a une détectabilité de  $23\sigma$

Nous avons pu constater que l'ajout des plaques devant le faisceau LASER entraînait une augmentation des tavelures résiduelles sur l'image coronagraphique. Les deux images présentées ici correspondent à la détection du compagnon avec un  $\Delta m = 10.5$ , pour lequel le taux de réjection diminue aux alentours de 22000. Le compagnon reste aisément détectable. Pour la plaque avec un  $\Delta m = 14.5$ , le taux de réjection n'est plus que de 10000 environ. Le compagnon qui aurait du être détectable n'apparaît pas sur l'image à cause du niveau plus important des tavelures.

### 3.3 Conclusion

Dans le chapitre précédent, nous avons pu simuler toutes les limitations de ce nouveau coronographe. Les résultats sur le banc coronagraphique, nous ont démontré concrètement ses performances en ce qui concerne le taux de réjection (44000 sur le maximum d'intensité), mais aussi la stabilité du composant (plus de 7 h). Les traitements secondaires sur les images coronagraphiques, nous permettent d'aller détecter directement les objets faibles avec un rapport de luminosité supérieur au million pour des séparations angulaires supérieures à  $2\lambda/d$ . Enfin, nous verrons que des solutions existent concernant l'achromatisation du déphasage de  $\pi$ . Tout cela ouvre donc une nouvelle voie pour la recherche des planètes du type Jupiter avec le NGST ou même du type tellurique avec DARWIN/TPF.

### 3.4 Article présentant les résultats obtenus

L'article suivant reprend les principaux résultats obtenus dans ce chapitre.



# The Four-Quadrants Phase-Mask Coronagraph. III. Laboratory Performance

P. Riaud <sup>1,2</sup>

*LESIA, Observatoire de Paris-Meudon, 5 pl J. Janssen, F-92195 Meudon, France*

*LISE-Observatoire de Haute-Provence, F-04870 St Michel l'Observatoire, France*

`Pierre.Riaud@obspm.fr, riaud@obs-hp.fr`

A. Boccaletti <sup>1</sup>, J. Baudrand <sup>1</sup>, D. Rouan <sup>1</sup>

*LESIA, Observatoire de Paris-Meudon, 5 pl J. Janssen, F-92195 Meudon, France*

`Jacques.Baudrand@obspm.fr, Anthony.Boccaletti@obspm.fr, Daniel.Rouan@obspm.fr`

## ABSTRACT

We report a laboratory experiment to assess the performance and limitations of the Four Quadrant phase-mask coronagraph we proposed 2 years ago. A total flux rejection factor of 4400 was reached using off-the-shelf optical components. The peak intensity of the Airy pattern is respectively reduced by a factor of 44000 with a stability of a few hours. In this paper we discuss implications of this excellent result regarding the next generation of instruments for extrasolar planet detection.

*Subject headings:* Coronagraphy — instrumentation: adaptive optics — methods: laboratory — techniques: image processing — stars: planetary systems

## 1. Introduction

Back in 1939, B. Lyot first proposed to use an opaque mask in the focal plane of a telescope to improve the contrast of solar observations (Lyot B. 1939). This coronagraph was proven very efficient for systematic observations of the solar corona and was later turned into a stellar coronagraph to search for faint materials around bright stars such as circumstellar disks or low-mass companions. However, the stellar Lyot coronagraph is not performant enough (in terms of angular separation) to allow a more ambitious program: the direct detection of extrasolar planets.

More recently, new concepts of high-contrast coronagraphs have been investigated and, in particular, Roddier & Roddier (1997) have proposed to use a phase-mask instead of an amplitude mask. This device provides a  $\pi$  phase-shift of half of the focal spot resulting in a self-destructive interference in the relayed pupil. As for the Lyot corona-

graph, an appropriate stop is then inserted into the pupil plane to block the starlight which is spread out of the geometric pupil.

The disk phase-mask is totally transparent and is also much smaller than a Lyot mask, allowing high-contrast imaging closer to the star.

Nevertheless, the disk phase-mask is highly chromatic regarding both the phase-shift and the mask size ( $\sim 0.5\lambda/D$ ). Rouan et al. (2000) solved the mask size wavelength dependence by turning the disk phase-mask into a Four-Quadrant phase-mask (FQPM in the following). The concept and expected performance of the FQPM have been fully described in Rouan et al. (2000) and Riaud et al. (2001). It has been demonstrated that for a circular pupil without any aberration the starlight attenuation is mathematically null (Rouan et al. 2001).

In more realistic conditions the performance of any coronagraph is always much worse than in the perfect case. Phase-mask coronagraphs

are indeed very sensitive to several factors: pupil shape, chromatism, wavefront distortions, residual jitter, manufacturing accuracy of the mask. For instance, Guyon et al. (1999) have reported an attenuation factor of about 16 using a disk phase-mask in a lab experiment.

In this paper, we present a laboratory experiment to address the performance of a FQPM prototype. Section 2 describes the FQPM manufacturing process and section 3 shows the optical setup of the coronagraphic bench to test the phase-mask. Some laboratory results obtained in monochromatic light are presented in section 4 and we discuss the main limitations in section 5, and 6 as well as future developments in section 7.

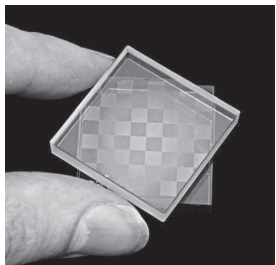


Fig. 1.— Image of the multi-FQPM manufactured by SAGEM and evidenced with polychromatic interferences.

## 2. The FQPM manufacturing

The FQPM prototype was manufactured by SAGEM/REOSC. The  $\lambda/2$  retardation between quadrants is provided by a layer of alumina ( $Al_2O_3$ ) evaporated onto a polished substrate of glass. The alumina has good mechanical properties and is chemically inert. However, this alumina layer features an important porosity and therefore, the refraction index is only  $n = 1.59 \sim 1.6$  instead of  $n = 1.76$  for the bulk material. The refraction index of the glass substrate is chosen close to the index of alumina (Corning glass C2036 with  $n = 1.616$  at  $632.8nm$ ) in order to reduce unwanted interferences between the glass and the alumina. An anti-reflection coating (0.15%) has been deposited onto the backside to limit ghost images pollution.

### 2.1. The "Lift-off" process

The quadrants geometry is obtained by "Lift-off" technique. This process is performed through 5 sequential steps which are:

- Deposition of a photosensitive resin layer on the C2036 substrate;
- Ultraviolet illumination through a photolithographic four quadrant mask;
- Resin development and removal of exposed resin;
- Deposition of  $Al_2O_3$ ;
- Chemical removal of the unexposed resin layer plus its  $Al_2O_3$  over coating.

### 2.2. Mask specifications

To obtain a  $\pi$  phase shift between quadrants, the thickness of the step is given by the relation

$$2(n - 1)e = \lambda \quad (1)$$

Where  $n$  is the refraction index of alumina ( $n = 1.59 \sim 1.60$ ) and  $\lambda$  the wavelength of a monochromatic source. Instead of manufacturing a single FQPM, SAGEM has provided us with a substrate supporting an array of 49 individual masks each with an area of  $49mm^2$  (Fig. 1).

For one of these masks, a thin chromium cross ( $10\mu m$  in width) was deposited on the mask to avoid some nulling degradation induced by the imperfect quadrant transition. This mask was used to obtain the results presented in this article. The alumina thickness was measured by SAGEM to be  $533.3 \pm 1nm$  designed to operate at a wavelength of  $640 \pm 0.8nm$ . The substrate specifications are listed in Table 1.

## 3. Optical setup

The optical layout of the experiment is shown on Fig. 2. The light source is a monochromatic ( $\Delta\lambda = 2nm$ ) pigtail Laser diode adjustable from 630 to 640 nanometers according to its temperature. The diameter of the single mode fiber is  $4\mu m$ . The first lens L1 is projecting the image of the source at infinity and the parallel beam is stopped down by the entrance pupil ( $\varnothing 1.7mm$ ) located at the image focus of L1. A second lens L2

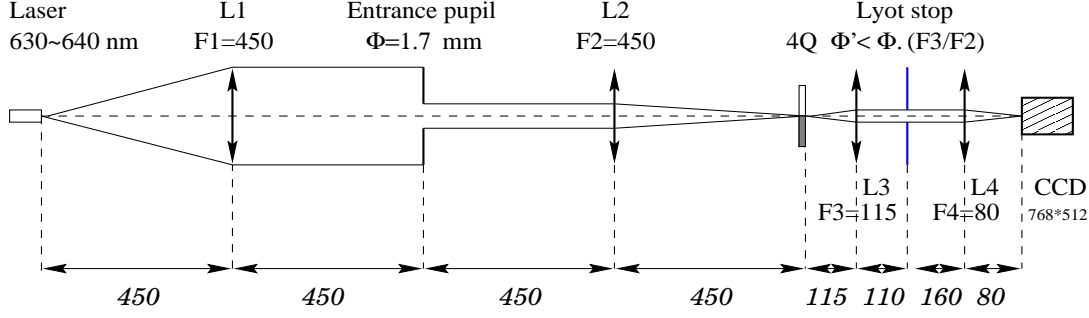


Fig. 2.— Optical layout of the FQPM coronagraph experiment. The entrance pupil is a hole of  $1.7\text{mm}$  in diameter. The lenses L1, L2, L3 are made with fused silica and feature a standard polish of  $\lambda/10$  PTV at  $632.8\text{nm}$ . The lenses L2 and L3 include anti-reflection coatings on the two faces ( $R < 0.15\%$  each). The Lyot stop is a pinhole of  $320\mu\text{m}$  in diameter (74% of the pupil size). The CCD camera ( $768 \times 512$  KAF 400 chip) is recording the coronagraphic images.

Table 1: Optical specifications of the Corning C2036 substrate.

Size	$30 \times 30 \times 6\text{mm}$
Index of refraction	$n=1.616 @ 632.8\text{nm}$
Parallelism	$\approx 15''$
Polish on the whole surface	$\lambda/25$ PTV or $\lambda/100$ rms
Polish on a single FQPM	$\lambda/37$ PTV or $\lambda/190$ rms
Roughness	$\approx 0.8\text{nm}$

focuses the beam to form an Airy pattern on the FQPM device. At this focus the image quality is very good ( $< \lambda/10$  PTV) and several Airy rings can be seen.

The FQPM is mounted on  $x$ ,  $y$ ,  $z$  stages with an accuracy of one micrometer for  $x$  and  $y$  and ten micrometers for the  $z$  axis (focus). In this configuration the F number is 265 and the size ( $\lambda/D$ ) of the Airy pattern projected onto the mask is  $169\mu\text{m}$  at  $\lambda = 640\text{nm}$ . The lens L3 conjugates the entrance pupil with the Lyot stop to filter out the coronagraphic diffraction at the edge of the pupil. The focal ratio between L2 and L3 gives a reduction factor of the pupil image by 3.91 providing a relayed pupil of  $435\mu\text{m}$  in diameter. The Lyot stop is a simple pinhole of  $320\mu\text{m}$  in diameter designed to undersize the pupil by about 26%. It is also mounted on  $x$ ,  $y$ ,  $z$  stages with an accuracy of ten micrometers.

The last lens L4, is a simple achromat forming the coronagraphic image onto the camera, a KAF 400 CCD chip cooled by one Peltier module ( $-15^\circ\text{C}$ ). The pixel size of  $9 \times 9$  micrometers yields a large sampling of 15 pixels per  $\lambda/D$ .

## 4. Laboratory results

### 4.1. Acquisition and data processing

The power of the Laser diode varies from 0.05 to  $15\text{mW}$ . The exposure time of coronagraphic images is typically  $1\text{s}$  for  $15\text{mW}$ . To avoid the saturation of non-coronagraphic images we used a neutral density and shorter exposures ( $0.25\text{s}$ ). The MTO S2608 neutral density have been calibrated with a silicon diode detector and was found to provide an attenuation factor of  $5100 \pm 100$ . A series of about 20 coronagraphic images is then recorded and subtracted with a median dark frame (derived from 5 individual darks). To infer the rejection factor we compare the flux of coronagraphic images with the flux of off-axis images (non-coronagraphic) with appropriate scaling (integration time and density).

### 4.2. Operating wavelength

The FQPM is manufactured for an optimal wavelength which has to be accurately determined. For that purpose, we implemented on the optical bench a low resolution spectroscopic device to disperse the coronagraphic image and hence

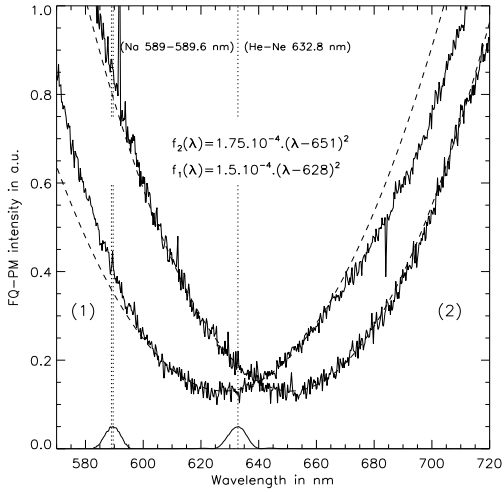


Fig. 3.— Low resolution spectroscopy of a coronagraphic image to determine accurately the mask operating wavelength. The spectral calibration is performed on 3 references lines (He-Ne Laser at  $632.8\text{nm}$  and Sodium yellow lines  $589-589.6\text{nm}$ ). The wavelength dependence is close to a power square law as predicted by theory (see Eq. 9). The maximum rejection is occurring at  $628 \pm 1\text{nm}$  thus defining the operating wavelength (1). A cleaning of the mask increases the optical index and shifts the operating wavelength to  $651\text{nm}$  (2).

derive the operating wavelength. A transmission grating (110 lines per millimeter) with about 25% of transmission in the first order was used to obtain a pixel sampling of about  $0.26\text{nm}$  on the CCD in between  $500$  and  $800\text{nm}$ . The wavelength calibration is performed on the He-Ne Laser line at  $632.8\text{nm}$  and the Sodium yellow lines at  $589$  and  $589.6\text{nm}$ . We first acquire a coronagraphic image with a white halogen lamp at  $3400\text{K}$  with a long exposure time (30 to 120s). Then, a direct image is recorded without the coronagraphic mask (off-axis image) and a shorter exposure time (1 to 5s). These 2 spectra are then divided to derive the wavelength dependence of the rejection factor. The spectroscopic measurement of the SAGEM's mask is displayed on Fig. 3. The maximum rejection is obtained at  $628 \pm 1\text{nm}$  and the spectral profile follows a parabolic behavior as expected (Rouan et al. 2002). This result

is slightly different than the initial value given by SAGEM ( $640\text{nm}$ ). Actually, we later realized that the alumina layer was porous which is causing a variation of the optimal wavelength according to the room conditions (temperature, humidity, dust, etc). We measured operating wavelengths as large as  $651\text{nm}$  when the mask was cleaned off with alcohol, as shown on Fig. 3.

#### 4.3. Rejection factor

We first obtained an image of the coronagraphic pupil to demonstrate that the prototype performance was in agreement with theoretical work (Riaud et al. 2001). Figure 4a shows an attenuated geometric pupil surrounded with a bright diffraction pattern. The smaller stop is then mandatory to remove this stellar light. However, the optical system not being perfect, a significant amount of light is not cancelled by the coronagraph and still remains in the final focal plane (Fig. 4b). The prototype performance is directly measured on this coronagraphic image. We compared the total energy contained in  $24\lambda/D \times 24\lambda/D$  on the coronagraphic image with the non-coronagraphic image to derive a total rejection factor of  $4400 \pm 200$ . We also obtained a peak attenuation of  $44000 \pm 2000$ , comparing the brightest residuals to the PSF peak. Azimuthally averaged profiles of the coronagraphic images are presented on Fig. 5 and Fig. 6. A few bright features limiting the detectivity can be identified on Fig 4b. First of all, a cross composed of speckles appears on the image diagonals. This feature is a diffraction pattern originating from the transition between the mask quadrants. Second, a large halo slightly shifted from the center (lower-left) is caused by a ghost image despite an excellent anti-reflection coating of the L3 lens. Finally, the stellar peak is also not perfectly attenuated for several reasons detailed in section 5.

#### 4.4. Detection capability

Once the total rejection factor and the star peak attenuation were calculated, we also assessed the detection capability for an off-axis companion located at a few Airy rings from the star. The image of the companion is obtained with a double reflection on a parallel plate. Three different star/companion ratios can be obtained. With



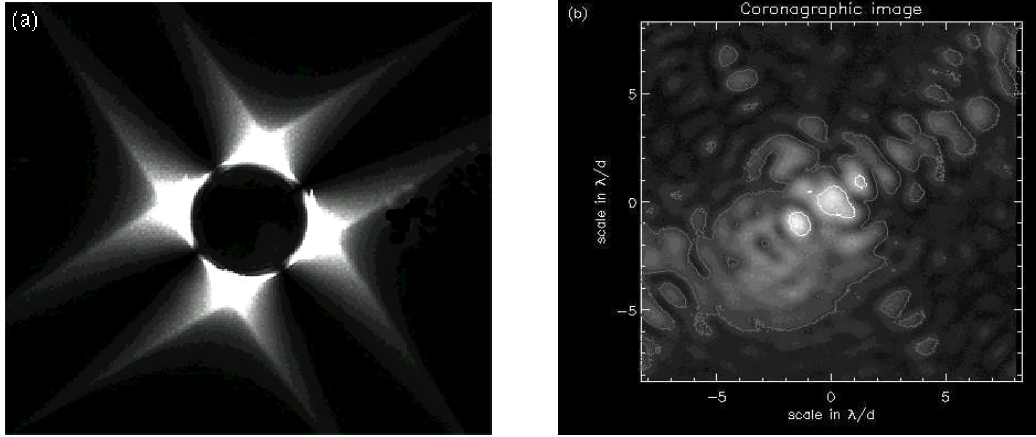


Fig. 4.— a/ Effect of the FQPM coronagraph on the pupil. b/ Coronagraphic residuals after spatial filtering by the Lyot stop. The overplotted contours correspond to a  $10^{-5}$  and  $10^{-6}$  levels with respect to the stellar peak.

a double vitreous reflection, the luminosity ratio is 330 ( $\Delta M = 6.3$ ). If the plate is anti-reflection coated on one face, the ratio is 15000 ( $\Delta M = 10.5$ ). With an anti-reflection coating on each face, the ratio reaches 660000 ( $\Delta M = 14.5$ ). According to the result presented in section 4.3 the fainter companion ( $\Delta M = 14.5$ ) could have been detected. However, the imperfect parallel plate significantly increases the residual speckles by about a factor 2 and the stellar peak attenuation factor is markedly reduced to 22000 instead of 44000. Nevertheless, we were able to detect the  $\Delta M = 10.5$  companion located at  $3.6 \lambda/D$  from the center. As shown on Fig. 7, the companion appears 17 times brighter than the speckle residuals on sub-frame a/ and 23 times brighter thanks to the centro-symmetrical subtraction (sub-frame b/, see Boccaletti A. et al. (2002a) for a discussion of this property). A  $\Delta M \approx 12$  companion would have been detected at  $5\sigma$  in this experiment.

#### 4.5. Stability

We have been also interested in the temporal stability of the coronagraphic device. We performed a series of five coronagraphic exposures and five individual dark frames during a single day. The photometric measurements have an accuracy of about 5% PTV. Figure 8 shows the variation

of the rejection factor over 9 hours. The rejection factor is not deviating by more than 5% from the initial measurement in 7 hours, thus demonstrating the very good stability of the optical bench itself.

### 5. Performance limitation

#### 5.1. Wavelength considerations

The mask being manufactured for a given wavelength ( $\lambda_0$ ), the use of a spectral bandwidth ( $\Delta\lambda$ ) degrades the rejection factor. At the operating wavelength ( $\lambda = \lambda_0$ ) the complex quantity in the focal plane ( $a$ ) is divided in 2 equal parts with opposite signs ( $\pm a/2$ ), due to the  $\pi$  phase shift, and is therefore perfectly nulled in the relayed pupil. For an arbitrary wavelength  $\lambda$ , the complex quantity is not cancelled out and the residual complex quantity is now given by :

$$a_r = d\phi \times \frac{a}{2} \quad (2)$$

with  $d\phi$  the phase shift between  $\lambda$  and  $\lambda_0$ .

$$\phi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \quad (3)$$

For  $\delta = \lambda_0/2$ :

$$d\phi = \pi \frac{d\lambda}{\lambda} = \pi(1 - \lambda_0/\lambda) \quad (4)$$

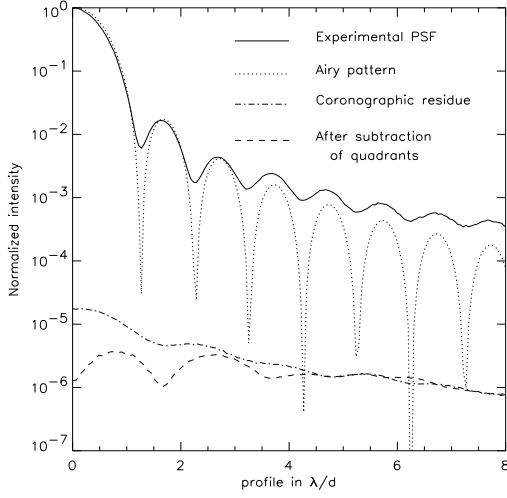


Fig. 5.— Normalized radial profiles obtained for the experimental PSF (solid line), the theoretical Airy pattern (dotted curve), and the coronagraphic residuals of Fig. 4b before and after centro-symmetrical subtraction. Curves are azimuthally averaged.

The total rejection factor is defined by the relationship:

$$\tau(\lambda) = \frac{I}{I_r} = \frac{a^2}{a_r^2} = \frac{4}{d\phi^2} \quad (5)$$

Therefore, the rejection factor for  $\lambda \neq \lambda_0$  is:

$$\tau(\lambda) = \frac{4}{\pi^2} \left( \frac{\lambda}{\lambda - \lambda_0} \right)^2 \quad (6)$$

Although the diode wavelength can be tuned from  $630nm$  to  $640nm$ , it is not possible to know in real time its effective wavelength. Then, assuming a mask operating wavelength of  $628nm$  (section 4.2) the rejection factor may undergo quite a large variation ranging from 1152 to 40214.

Now, for a spectral bandwidth  $\Delta\lambda$  the rejection

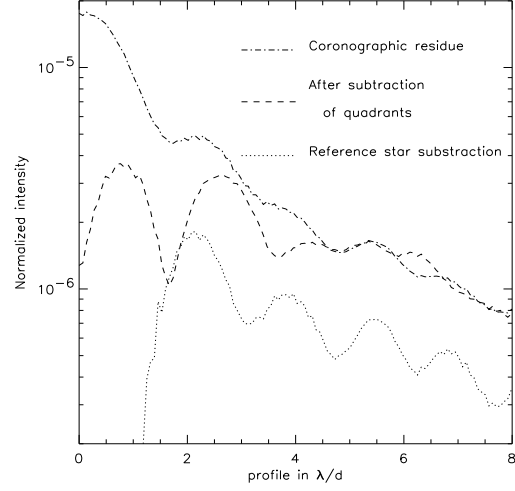


Fig. 6.— Magnification of Fig. 5. The dash-dotted line shows the coronagraphic profile and we compare the centro-symmetrical subtraction (dashed line) with the reference star subtraction (dotted line) obtained 2 days later. The residual image is definitely not centro-symmetrical since the reference star subtraction yields a significant improvement in contrast (a factor  $2 \sim 3$ ) beyond  $2\lambda/D$ . Curves are azimuthally averaged.

factor becomes:

$$\tau(\Delta\lambda) = 4\Delta\lambda \left[ \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\phi^2 \cdot d\lambda \right]^{-1} \quad (7a)$$

$$\tau(\Delta\lambda) = \frac{4\Delta\lambda}{\pi^2} \cdot \left[ \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} \left( 1 - \frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^2 d\lambda \right]^{-1} \quad (7b)$$

$$\tau(\Delta\lambda) = \frac{4}{\pi^2 \cdot \left( 1 - \frac{4\lambda_0^2}{\Delta\lambda^2 - 4\lambda_0^2} + 2\frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \ln \left( \frac{2\lambda_0 - \Delta\lambda}{2\lambda_0 + \Delta\lambda} \right) \right)} \quad (7c)$$

Let's introduce the spectral resolution  $R = \lambda_0/\Delta\lambda$ ,

$$\tau(\Delta\lambda) = \frac{4}{\pi^2 \left( 1 - \left( \frac{4R^2}{1-4R^2} \right) + 2R \ln \left( \frac{2R-1}{2R+1} \right) \right)} \quad (8)$$

A Taylor's series analysis leads to:

$$\tau(\Delta\lambda) \approx \frac{48}{\pi^2} R^2 \quad (9)$$

The theoretical rejection factor would be 490263 for  $\lambda = 635nm$  and  $\Delta\lambda = 2nm$ . Therefore, our measurement ( $\tau = 4400$ ) is definitely not limited by the source spectral bandwidth but much more by the wavelength shift between the diode and the mask. Table 2 shows the theoretical rejection factor for several spectral resolutions and also gives the results of a numerical simulation using a sum of ten monochromatic images to generate the bandwidth. These two approaches are in excellent agreement.

### 5.2. Wavefront bumpiness

An important limitation comes from the wavefront bumpiness (high spatial frequencies) of the optical components upstream the Lyot stop. The lenses L1, L2 and L3 have a standard quality of  $\lambda/10$  PTV over the full diameter ( $25.4mm$ ) which means  $\lambda/148$  PTV ( $\lambda/520$  rms) assuming a beam size of only  $1.71mm$  in diameter (the lens quality scales linearly with the beam size). To evaluate the rejection factor we assume that phase errors are added quadratically. For the 3 lenses, the total wavefront errors amount to  $\lambda/250 - \lambda/350$  rms. The total rejection factor is given by Eq. 5 with:

$$d\phi^2 = 4\pi^2 \frac{\delta^2}{\lambda^2} \quad (10)$$

For an average wavefront bumpiness of  $\delta = \lambda/300$ , the rejection factor is  $\tau(\delta) = 9120$ . Therefore, high spatial frequencies may become dominant and result in a wide scattering of the stellar light across the focal plane.

### 5.3. Source diameter

Any coronagraphic device is very sensitive to the source diameter. Actually, the apparent size of the stellar disk observed with a large telescope in the visible or an interferometer in the thermal infrared could be partially resolved. Therefore, the edge of the stellar disk contributes to a significant fraction of the incoming starlight which leaks through the coronagraph. In our experiment, the fiber has  $2\mu m$  in radius equivalent to an angular radius of  $0.012\lambda/D$ . The radial attenuation of the FQPM is given in Riaud et al. (2002):

$$A(r) = \int_0^r 1 - \exp(-\theta^2/1.16) d\theta \quad (11)$$

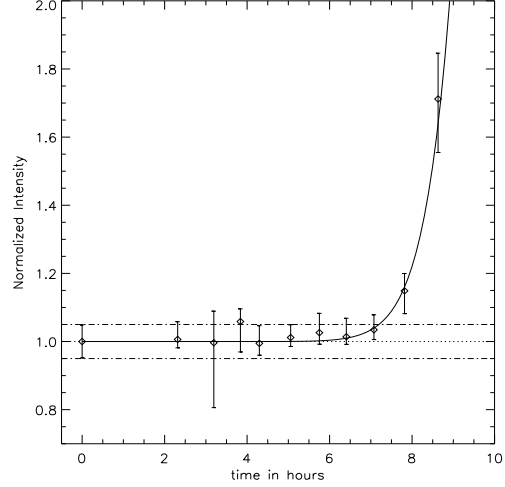


Fig. 8.— Variation of the rejection versus time. The rejection factor is found stable over more than 7 hours. The intensity is normalized on the first data point. The two dash-dotted lines correspond to photometric measurements accuracy ( $\pm 5\%$ ). Each measurement is a compilation of 5 coronagraphic images. The error bars give for each data point the minimum and maximum photometric variation due to atmospheric turbulence inside the room.

This analytical expression is fitted to numerical simulations. Consequently, the rejection factor due to a partially resolved object is given by:

$$\tau(r) = \frac{r^2}{2} \left[ \int_0^r (1 - \exp(-x^2/1.16)) x dx \right]^{-1} \quad (12)$$

As a result, the rejection factor owing to the source diameter is  $\tau(r) = 16110$ .

### 5.4. Global performance

Assuming that these independent errors are added quadratically, the global rejection factor including the wavelength shift, the spectral bandwidth, the wavefront bumpiness and the source diameter is:

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{\tau(\lambda)^{-2} + \tau(\Delta\lambda)^{-2} + \tau(\delta)^{-2} + \tau(r)^{-2}}} \quad (13a)$$

$$\tau = 1140 - 7785 \quad (13b)$$

Table 2: Rejection factor for a monochromatic FQPM used with a spectral bandwidth  $\lambda_0 \pm \Delta\lambda/2$

$R (\lambda_0/\Delta\lambda)$	100	50	25	20	10	7	5	3
$\tau$ (Eq. 8)	48636	12156	3037	1943	484	236	120	42
Numerical simulations with $10 \lambda$	46920	11732	2934	1891	473	235	118	48

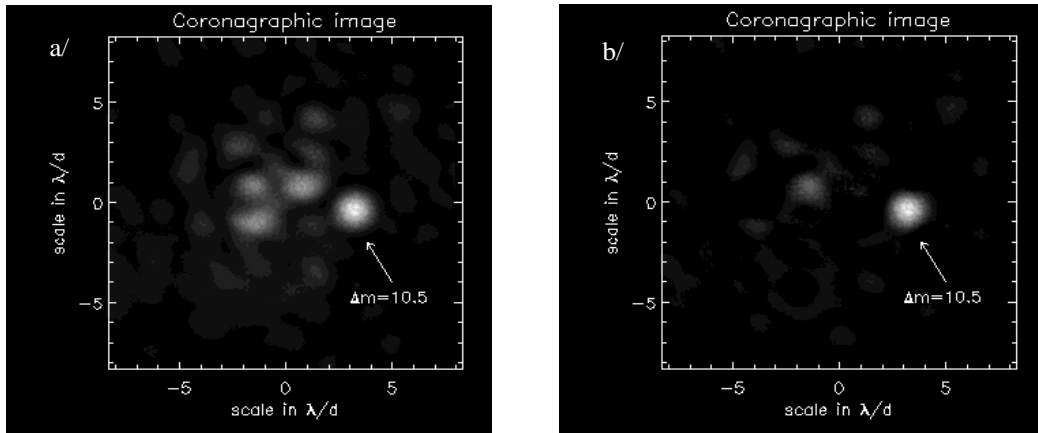


Fig. 7.— An artificial companion ( $\Delta M = 10.5$  at  $3.6 \lambda/D$ ) is added to the coronagraphic residuals. Here, the rejection factor is lower than our best result. The speckle level is increased with respect to Fig. 4b since the companion image is obtained with a double reflection on a unperfect parallel plate. The images are composed of 16 individual frames. The companion is detected at  $17\sigma$  (a/) and  $23\sigma$  after centro-symmetrical subtraction (b/).

with a median value  $\tau = 3075$ . This theoretical value is in fair agreement with our experimental result ( $\tau = 4400$ ) and shows that the dominant source of nulling degradation comes from the wavelength shift between the source and the mask. The upper bound is mainly constrained by the lenses quality.

## 6. Discussion

The laboratory experiment we carried out allows us to fully characterize the intrinsic performance of the FQPM manufactured by SAGEM. We were also able to investigate thoroughly the main causes that limit the nulling performance, like the spectral range, the wavefront errors and the source diameter. We performed a quantitative evaluation of these limitations and found that the predictions are in good agreement with ex-

perimental results. Better performance is potentially achievable with this optical arrangement if the source wavelength were perfectly matched to the mask operating wavelength. This requires to perform a thorough wavelength calibration of both the diode and the FQPM before making any rejection measurements.

In addition, we developed an efficient procedure to accurately determine the operating wavelength of the FQPM with an accuracy of about  $1nm$ . This technique was useful and evidenced large variations of the mask characteristics with environment conditions. Since the deposited layer is porous, a cleaning of the mask with alcohol temporarily modifies the optical index of this layer thus shifting the operating wavelength towards the red. To maintain a quite stable optical index the cleaned mask should be outgazed under vacuum in order to remove any impurities inside the alu-

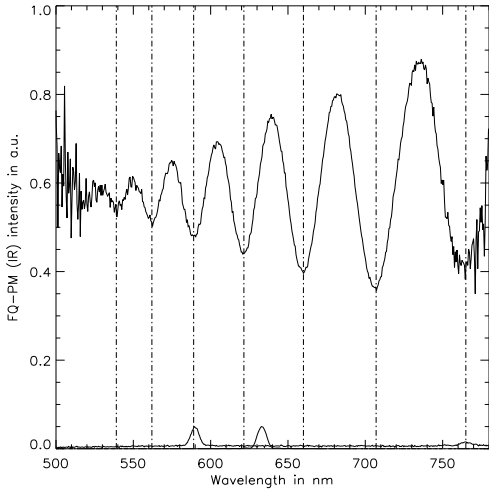


Fig. 9.— Low resolution spectroscopy of an IR mask operating at  $14\mu m$ . Seven orders can be identified from  $k = 10$  to  $k = 16$  for respectively  $\lambda = 539, 562, 589, 621, 660, 707$  and  $765nm$  and allow us to derive accurately an operating wavelength of  $14.215 \pm 0.004\mu m$ .

mina. In that case, we could expect an operating wavelength lower than  $628nm$ . However, this is a catch-22 situation since the laser diode is not capable to provide such a wavelength.

The spectroscopic device is also very useful to test the operating wavelength of infrared masks. Indeed, the general relation is:

$$\phi = (2k + 1)\pi \quad (14)$$

with  $k$  an integer. For instance, a mask manufactured in ZnSe ( $n = 2.37$ ) and designed to operate at  $14\mu m$  (for  $k = 0$ ) will also provide a  $\pi$  phase shift at  $0.621\mu m$  for  $k = 13$ . Such a measurement was already performed for IR masks at respectively  $5\mu m$  and  $14\mu m$  in the context of NGST/MIRI coronagraph (Boccaletti A. et al. 2002b) and a result is shown on Fig. 9.

## 7. Conclusions and future work

The FQPM coronagraph experiment we developed demonstrated that a deep extinction of the stellar peak (44000) and a very low residual speckle level ( $10^{-7} - 10^{-6}$ ) can be reached with

standard quality lenses. The limitations are various but the wavelength shift together with the surface quality seem to be the most important cause of degradation factors. The spectral bandwidth contributes much less to the degradation of the rejection factor.

In the context of the phase A study for the NGST, we initiated a feasibility study to implement a high-contrast coronagraph inside the Mid-IR instrument (MIRI, (Dubreuil D. et al. 2002)). Infrared FQPM have been manufactured and will be tested photometrically under cryogenic temperatures in early 2003 ( $T = 55K$ ) and 2004 ( $T = 7K$ ). Numerical simulations (Boccaletti A. et al. 2002b) are promising and show that Jovian planets could be marginally imaged at thermal wavelengths thus allowing to measure the effective temperature of the planet and subsequently to derive its mass through appropriate models.

Another study has started for ground-based facilities. Our team is contributing to a European consortium to address the feasibility of a Planet Finder instrument for the VLT (ESO). Near infrared FQPM will be manufactured and tested in that study phase (March 2003 to August 2004). In that particular case, we will also investigate the use of half-wave plates and zero-order gratings to provide an achromatic phase-shift in the near infrared from  $0.7 \sim 2.5\mu m$  with a single FQPM (Mawet et al. 2002).

The use of a FQPM coronagraph on a space interferometer to search for terrestrial planets is also envisaged, but requires an achromatic phase mask (better than  $5.10^{-3}$  radian rms) over a large bandwidth ( $7 - 25\mu m$ ) and low residual wavefront errors. A complete study was performed by Riaud et al. (2002) to demonstrate the performance of a FQPM with a densified-pupil interferometer in space (Labeyrie A. 1996).

## REFERENCES

- Boccaletti, A., Riaud, P., and Rouan, D., 2002, PASP114,132
- Boccaletti, A., Riaud, P., Rouan, D., and Baudrand, J. 2002, Proc. SPIE, Astronomical Telescopes and Instrumentation, vol. 4850
- Dubreuil, D., et al. 2002, Proc. SPIE, Astronomical Telescopes and Instrumentation, vol. 4850

- Guyon, O., et al. 1999, *PASP*, 111, 1321
- Labeyrie, A. 1996, *A&AS*, 118, 517
- Lyot, B. 1939, *MNRAS*, 99, 580
- Mawet, D., Moreau, V., Rouan, D., and Surdej, J. 2002, *Proc. SPIE, Astronomical Telescopes and Instrumentation*, vol. 4860
- Riaud, P., Boccaletti, A., Rouan, D., Lemarquis, F., & Labeyrie, A. 2001, *PASP*, 113, 1145
- Riaud, P., et al. 2002, *A&A*396, 345
- Roddier, F., and Roddier, C. 1997, *PASP*, 109, 815
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y, and Labeyrie, A. 2000, *PASP*, 112, 1479
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A. 2002, *Proc. SPIE, Astronomical Telescopes and Instrumentation*, vol. 4860
- Rouan, D., Riaud, P., and Baudrand, J. 2001, *Proc. ESO, Beyond Conventional Adaptive Optics*, Venice



# Chapitre 4

## Achromatisation du déphasage de $\pi$

### 4.1 Introduction

Nous allons maintenant aborder le problème important de l'achromatisation du déphasage de  $\pi$  du coronographe à 4 Quadrants. Il faut rappeler que contrairement au masque de Roddier, le masque 4Q ne souffre pas du problème de chromatisme géométrique. En effet, le masque de Roddier est une simple pastille déphasante de  $\pi$  dont la taille est optimisée à  $0.55\lambda/D$  pour le cas classique sans apodisation du plan pupille. Cette optimisation n'est plus possible sur une large bande car la taille du masque dépend de la longueur d'onde.

Un cas moins contraignant existe, c'est l'utilisation de la pastille de phase avec une apodisation au plan pupille (Guyon O. & Roddier F. 2002). Le problème du chromatisme géométrique sera moins important, car on peut choisir un masque de phase de taille plus importante avec la fonction d'apodisation qui convient. En effet, Il existe une infinité de solutions avec le couple de variables taille de la pastille déphasante / fonction d'apodisation, pour obtenir une réjection totale du coronographe. Rémi Soummer et Claude Aime de Nice (Aime C. et al. 2001a),(Aime C. et al. 2001b) ont démontré qu'il existait une classe de fonctions spéciales d'apodisation répondant à l'optimisation demandée: les fonctions prolates. Par ce fait, on reporte une partie du problème du chromatisme géométrique sur le problème de l'apodisation de la pupille de l'instrument optique.

Cependant, du fait de la dispersion des matériaux, le déphasage de  $\pi$  n'est obtenu que pour une unique longueur d'onde. C'est pour cela que j'ai recherché des moyens d'achromatiser le déphasage pour le 4 quadrants. Ce dernier n'a plus le problème précédent du chromatisme géométrique car le masque couvre tout le plan focal de façon parfaitement symétrique pour toutes les longueurs d'onde. Mais il conserve le problème du déphasage qui doit toujours être de  $\pi$  quelque soit la longueur d'onde considérée.

Mieremet et al. (1999) de l'Université de Lieden ont proposé une solution en transmission qui consiste à utiliser la dispersion de matériaux différents et de trouver les épaisseurs qui permettent le déphasage achromatique sur une bande spectrale donnée. Une forme simple existe toute prête dans le commerce sous forme de lames  $\lambda/2$  à l'ordre zéro. Je la présenterai donc à la fin du chapitre comme une des solutions possible pour les télescopes au sol. Nous verrons que l'achromatisation n'est pas très importante dans ce cas, de l'ordre de  $d\phi = 2.10^{-2}$  à 0.1 radian. En pratique, le choix des matériaux ainsi que la précision sur les épaisseurs sont déterminants pour obtenir des erreurs d'achromatisation faibles ( $d\phi < 10^{-2}$  radian).

Enfin, une autre voie a été étudiée sous l'impulsion de Frédéric Lemarquis de l'Institut Fresnel à Marseille: c'est le cas d'un masque par réflexion avec une réalisation par la technique des couches minces. Elle semble prometteuse au vu des simulations numériques qui déterminent le budget d'erreur plus acceptable que par transmission ( $\approx 4.10^{-3}$  radian).



## 4.2 Achromatisation par transmission

### 4.2.1 Concept théorique

La technique est assez simple : on cherche à minimiser les erreurs de déphasage autour de  $\pi$  en recherchant les fonctions de dispersions des matériaux ainsi que leurs épaisseurs appropriées. On doit donc minimiser l'équation suivante:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sum_{i=1}^k [\phi_i^a(\lambda) - \phi_i^b(\lambda) - \pi]^2 d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sum_{i=1, j \neq i}^k \left[ \frac{2\pi}{\lambda} ((n_i(\lambda) - 1)e_i + (n_j(\lambda) - 1)e_j) - \pi \right]^2 d\lambda$$

Où  $a$  et  $b$  correspondent aux deux quadrants en opposition de phase.

Ici on se place dans le cas général avec  $k$  matériaux différents. Quand les épaisseurs trouvées sont négatives cela veut dire que l'on doit placer le matériau sur les deux quadrants opposés.

### 4.2.2 Cas général

Le cas général est plus compliqué car il faut chercher les combinaisons matériaux - épaisseurs dans une liste très importante de matériaux différents. Concernant le visible, il y a un choix important de verre chez SCHOTT, Corning etc ..., par contre concernant l'infrarouge proche (bandes J, H, K de 1.65-2.4  $\mu m$ ), le nombre de matériaux diminue. Il s'agit de la Silice (INFRASIL), le  $CaF_2$ , le  $BaF_2$ , le  $LiF$ , le  $ZnS$  et le  $ZnSe$ . Pour l'infrarouge thermique il nous reste seulement le  $ZnS$ , le  $ZnSe$ , le  $Ge$  et les sels  $AgCl/NaCl/KBr/KCl$ . Les épaisseurs que l'on obtient avec les matériaux dans le visible (600-700 nm) et proche infrarouge (bande K 2-2.4  $\mu m$ ) sont de l'ordre de 40-70 microns. Par contre pour l'infrarouge thermique en moyenne on trouve des épaisseurs de l'ordre de 200-400  $\mu m$ , mais on peut aller jusqu'à plus de 1mm avec l' $AgCl$  par exemple.

Un programme sous IDL a été élaboré pour chercher automatiquement la meilleure solution possible pour un ensemble donné de matériaux. Ici on va se limiter au cas de deux matériaux, pour un choix évident d'une plus grande facilité de réalisation, mais le programme est utilisable pour  $N$  matériaux différents. Un autre point important dans ce type de calcul est d'avoir des tables d'indice pour les matériaux optiques et cela du visible à l'infrarouge thermique, si l'on veut appliquer cette méthode de façon générale. J'ai utilisé pour cela des tables données par le logiciel de couches minces IMD de David Windt (Windt D.L. 1998), les tables dans ZEMAX, ainsi que les données de Schott, Heraeus, et Corning.

Nous allons montrer que la recherche des épaisseurs optimales demande une grande précision dans les indices de réfraction. Pour une réalisation concrète il faut soit avoir des indices venant directement du fabricant ou bien mesurer soi même les indices. Pour ce dernier cas, la méthode est très précise  $\Delta n = 10^{-5}$ , mais elle nécessite de tailler un prisme dans le matériau considéré et de mesurer la déviation de la lumière à plusieurs longueurs d'onde à la température d'utilisation du masque. En effet de façon générale, les indices de réfraction diminuent avec la température.

**Recherche des meilleures solutions dans le cas général** J'ai donc développé un algorithme de recherche des meilleures solutions possibles d'achromatisation sous IDL pour N matériaux. Le programme commence à rechercher un ajustement polynomial pour l'indice optique jusqu'au degré N-1 pour chaque matériau dans la bande spectrale  $\lambda_{min}, \lambda_{max}$  où l'on veut obtenir l'achromatisation du déphasage de  $\pi$ . Ensuite, on recherche les solutions en déterminant un système d'équations linéaires à N inconnues avec une méthode matricielle grâce au déterminant de Cramer. Après un ajustement polynomial l'indice de réfraction pour le matériau i prend la forme suivante:

$$n_i = n_{i,0} + n_{i,1}.\lambda + \dots + n_{i,N-1}.\lambda^{N-1} \quad (4.1)$$

Selon l'équation 4.1, aux premiers coefficients  $n_{i,0}$  on doit soustraire 1 l'indice du milieu extérieur ici l'air. On trouve ainsi une solution approchée des épaisseurs de chaque matériau. Il faut remarquer que si l'épaisseur trouvée est négative, cela veut simplement dire que l'on doit placer le matériau sur l'autre quadrant. Le système d'équation prend la forme matricielle suivante:

$$N.e_i = L_i \quad (4.2)$$

Où  $N$  est la matrice d'indice,  $e_i$  les épaisseurs des matériaux considérées, et  $L_i$  correspond à la valeur du déphasage.

$$\begin{bmatrix} n_{1,0} - 1 & n_{2,0} - 1 & \dots & n_{N,0} - 1 \\ n_{1,1} & n_{2,1} & \dots & n_{N,1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{1,N-1} & \dots & n_{N-1,N-1} & n_{N,N-1} \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e_1 \\ e_2 \\ \vdots \\ e_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1/2 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

On trouve ainsi pour chaque matériaux l'épaisseur suivante:

$$e_i = \frac{(n_{i,0} - 1)}{2.DET(N)} \quad DET(N) \text{ déterminant de } N \quad (4.4)$$

Les épaisseurs trouvées n'optimisent pas totalement le déphasage de  $\pi$  dans la bande spectrale considérée. Une optimisation complémentaire est nécessaire. Pour cela j'utilise la fonction d'optimisation Powell (numerical recipies) sous IDL permettant de converger vers une des solutions les plus achromatiques. Il faut savoir que l'ensemble des épaisseurs trouvées par la résolution des équations linéaires permet de connaître la zone, un espace ici à N dimensions où l'on trouve de multiples solutions possibles. Il existe donc plusieurs solutions ayant les mêmes résultats d'achromatisation dans cette zone de cohérence. Le nombre de résultats possible augmente bien sur avec le nombre de matériaux utilisés. Les épaisseurs trouvées sont de l'ordre de 10 à 100 microns, donc on doit aussi tenir compte des effets d'interférences entre les couches. Nous verrons par la suite que cette analyse simple reste valable dans notre cas car nous avons recour pour la construction du masque à quatre quadrants achromatique à l'empilement de plaques épaisses (plusieurs millimètres).

**Etude du couple:  $SiO_2/CaF_2$**  Maintenant, intéressons-nous au cas le plus simple possible:

l'achromatisation avec deux matériaux différents dans le cadre de l'achromatisation d'un masque à quatre quadrants. En théorie, nous avons besoin que de quatre plaques épaisses pour la réalisation du masque de phase. Mais nous verrons que les épaisseurs trouvées sont trop petites (de l'ordre de  $50 - 70\mu m$ ) pour fabriquer directement ce type de composant avec une qualité optique suffisante (voir Figure 4.1a). La solution envisagée, consiste à empiler des plaques d'épaisseur importante (4 mm pour des plaques  $15 \times 15$  mm de côté) des deux matériaux et ainsi contrebalancer les déphasages dans chaque quadrant (voir Figure 4.1b). Des anti-reflets seront appliqués sur les deux matériaux pour éviter les reflets parasites ainsi que des effets d'interférence possibles. On peut remarquer aussi que l'on a toujours pour chaque quadrant, deux anti-reflets pour le  $SiO_2$  et deux anti-reflets pour le  $CaF_2$ . Les quatre anti-reflets ne participent pas au déphasage de l'empilement car ils sont en nombre symétrique de chaque côté.

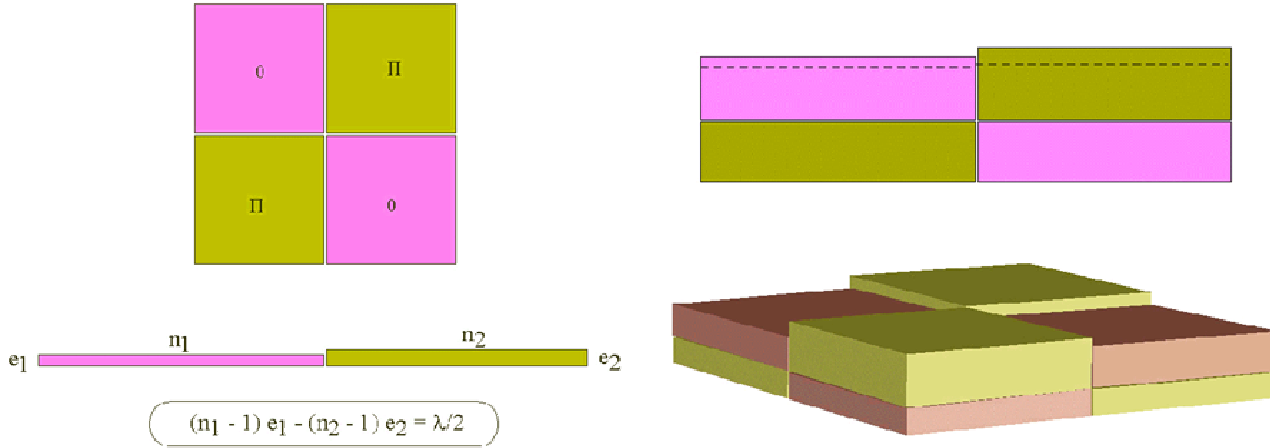


Figure 4.1: Schéma de principe du masque à quatre quadrants achromatique. A gauche, le cas théorique avec deux matériaux de dispersions différentes. A droite, le cas où les plaques sont plus épaisses, et où il faut compenser le déphasage avec quatre plaques complémentaires. (Schémas de Jacques Baudrand). Du fait de contraintes de fabrication, nous ne pouvons pas usiner directement les épaisseurs  $e_1$  et  $e_2$  selon le schéma de gauche. Nous nous plaçons donc dans le cas avec des lames épaisses.

Nous avons choisi de nous intéresser au cas  $CaF_2$  et  $SiO_2$  car ceux-ci sont des matériaux d'indices optiques bien connus avec une précision de  $\pm 5 \cdot 10^{-5}$  et permettant une achromatisation possible de deux bandes différentes avec deux solutions différentes. Une bande dans le visible entre 600 et 700 nm et toute la bande K entre  $2 - 2.4\mu m$ . Nous déterminerons la zone de cohérence pour les deux épaisseurs trouvées. Cette solution sera détaillée avec un budget d'erreur complet. Enfin nous allons montrer qu'il est possible d'élaborer un plan de réalisation de ce type de composant pour la bande K.

La table suivante donne les résultats des simulations numériques pour les deux bandes passantes dans le cas où le rapport d'ouverture  $F/D$  de l'instrument optique est très important ( $F/D > 100$  faisceaux parallèles) ce cas est applicable dans le cas d'un interféromètre à franges noires (Bracewell R.N. 1978; Bracewell R.N. & McPhie R.H. 1979; Léger A. et al. 1996). Nous donnons aussi des informations relatives à l'écart type de la phase résiduelle ainsi que le taux de réjection attendu avec ce type de dispositif.

Les courbes de la Figure 4.3 suivantes montrent les déphasages résiduels autour de  $\pi$  pour les deux cas considérés des bandes R et K. Pour plus de clarté, nous allons maintenant nous

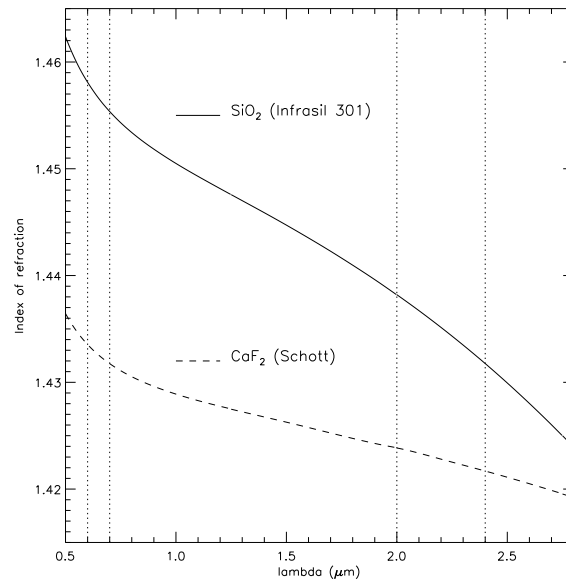


Figure 4.2: Indice de réfraction pour l’Infrasil 301 et le  $CaF_2$  Schott. Les tirets en pointillés montrent les deux bandes spectrales considérées lors des calculs d’achromatisation.

Table 4.1: Résultats pour le couple  $CaF_2 / SiO_2$

$\lambda$	600-700 nm	2 – 2.4 $\mu m$
Ordre	$CaF_2 / SiO_2$	
Matrice N	<div>0.474415 0.444174</div> <div>−27291.9 −17813.4</div>	<div>0.470402 0.434924</div> <div>−16047.8 −5511.98</div>
$e_i$	64.611 $\mu m$ / -60.492 $\mu m$	53.618 $\mu m$ / -49.574 $\mu m$
$e_i$ optimisées	64.614 $\mu m$ / -60.489 $\mu m$	53.618 $\mu m$ / -49.549 $\mu m$
$\Delta e$	4.125 $\mu m$	4.068 $\mu m$
$\sigma$	3.0.10 <sup>−3</sup> rad rms	2.7.10 <sup>−3</sup> rad rms
$\tau = 2/\sigma^2$	> 200000	> 250000

intéresser seulement au second cas (la bande K). La simulation va prendre en compte maintenant le rapport F/D de l’instrument, les erreurs de parallélisme, les erreurs relatives à la connaissance des indices de réfraction ainsi que les erreurs sur les épaisseurs. Il faut noter que ce dernier cas est très proche des erreurs d’indices.

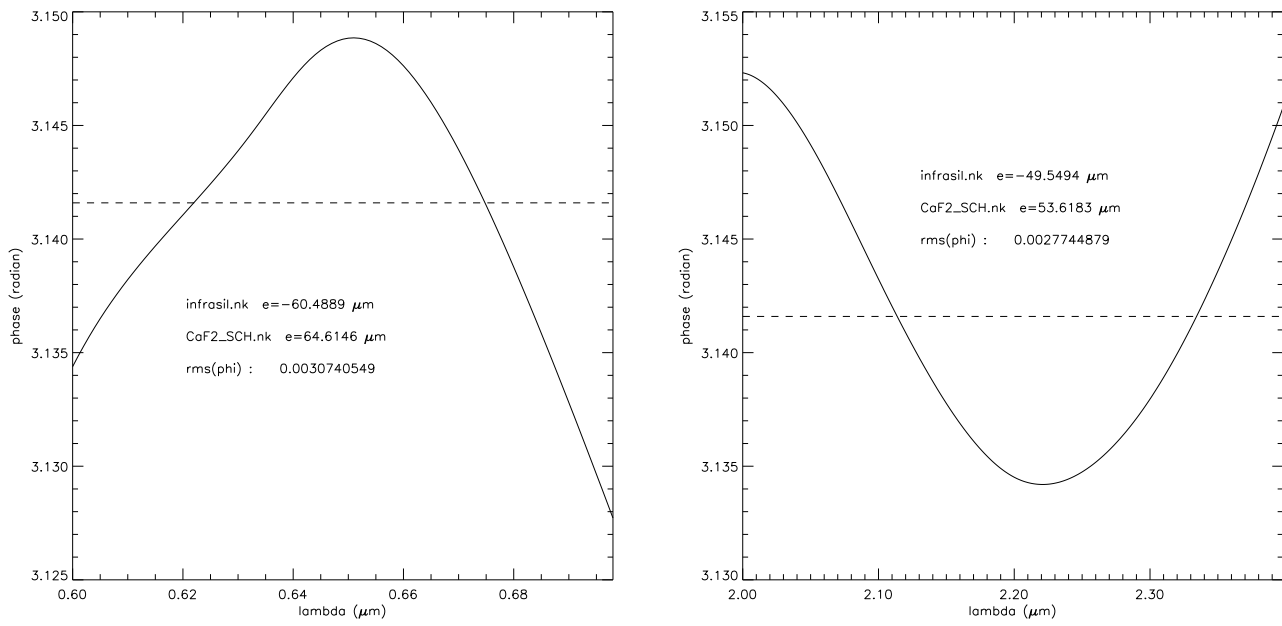


Figure 4.3: Simulations numériques d'achromatisation pour les deux bandes spectrales considérées (à gauche visible et à droite la bande K) et pour un rapport  $F/D=500$ .

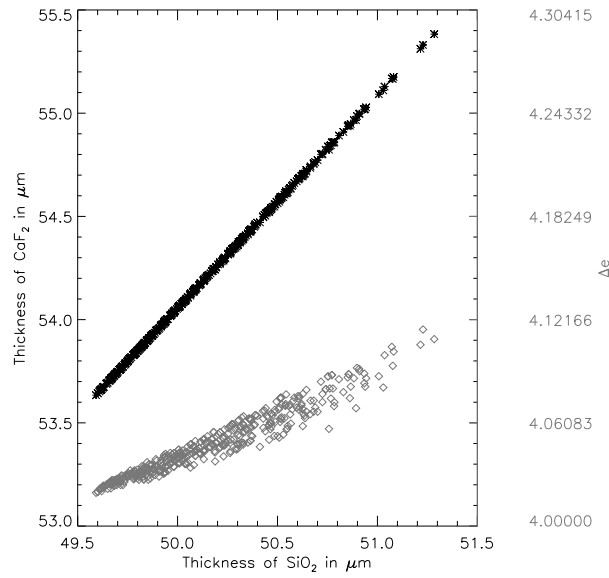


Figure 4.4: Simulations numériques montrant les diverses solutions trouvées en Bande K. Les losanges gris montrent une dispersion importante des différences des épaisseurs entre les deux matériaux. Les étoiles noires représentent la variation en absolue de l'épaisseur du  $\text{CaF}_2$  en fonction de la silice (en  $\mu\text{m}$ ). Les losanges gris représentent la différences d'épaisseurs entre les deux matériaux.

Avant d'aborder une étude complète des erreurs possibles lors de la réalisation de ce type de composant pour la bande K, je vais maintenant donner quelques résultats d'achromatisation en infrarouge avec les matériaux les plus connus.

### 4.2.3 Résultats de simulations

Ici je me place délibérément dans le cas d'une utilisation avec NGST ( $F/D=20$ ), les résultats sont donc pessimistes car nous verrons par la suite que l'écart de la phase est inversement proportionnel au carré du rapport  $F/D$ .

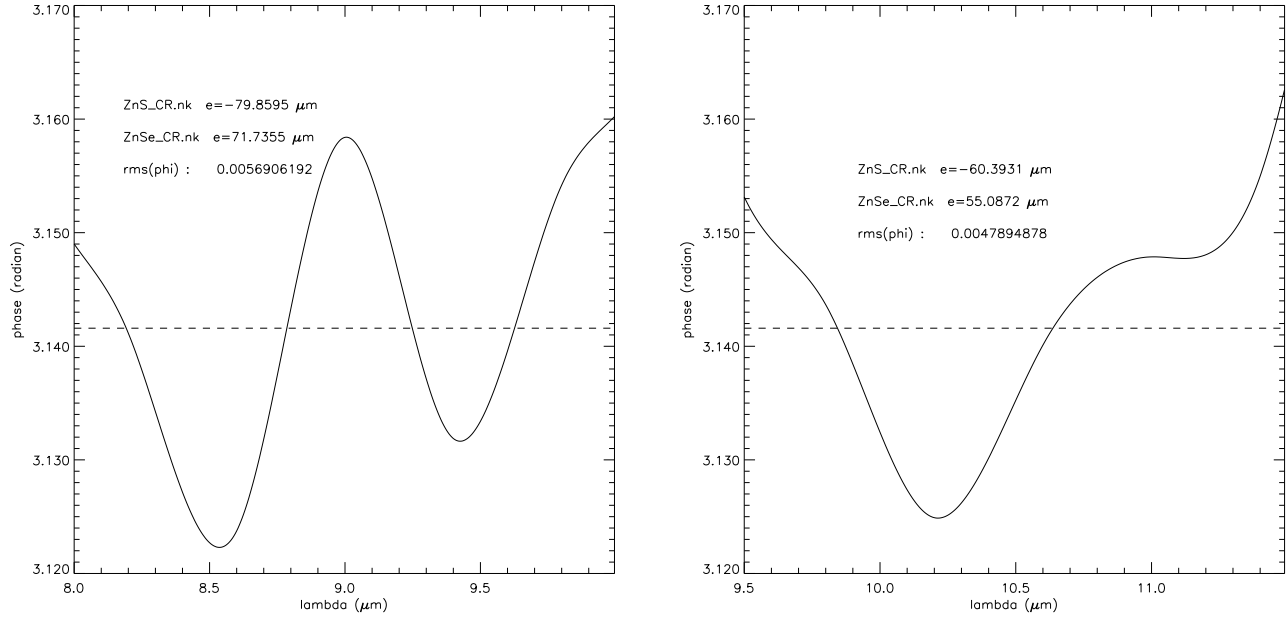


Figure 4.5: Simulations numériques d'achromatisation avec du ZnS et du ZnSe à la température ambiante pour les deux bandes spectrales (à gauche 8 – 10  $\mu\text{m}$  et à droite 9.5 – 11.5  $\mu\text{m}$ ) et pour un rapport  $F/D=20$  (NGST).

### 4.2.4 Budget d'erreur

**Rapport  $F/D$**  Nous regardons ici l'influence du rapport  $F/D$  de l'instrument sur le résidu de phase autour de  $\pi$ . La différence d'épaisseur entre les deux matériaux évolue peu avec l'ouverture de faisceau. Ainsi pour une ouverture comprise entre  $F/D=10$  à  $F/D=500$ , la différence des épaisseurs varie de seulement 40 nm. Cela constitue un bon point de repère pour savoir si l'on s'approche de la solution théorique. Ce point interviendra pour la réalisation pour un 4Q achromatique.

Pour tenir compte du rapport  $F/D$  dans le programme d'optimisation des épaisseurs des matériaux optiques (partie rouge de la Figure 4.7a), j'ajoute comme nouvelle inconnue l'angle d'incidence du faisceau optique par rapport au masque de phase. L'épaisseur avant optimisation devient dans ce cas:

$$e_i = \frac{(n_{i,0} - 1)}{2 \cdot DET(N) \cdot \cos(4D/F)} \quad (4.5)$$

J'intègre enfin les déphasages obtenus entre  $-F/4D$  et  $+F/4D$  seulement pour raison de symétrie. En effet, (voir la Figure 4.7a), le faisceau est parfaitement symétrique par rapport

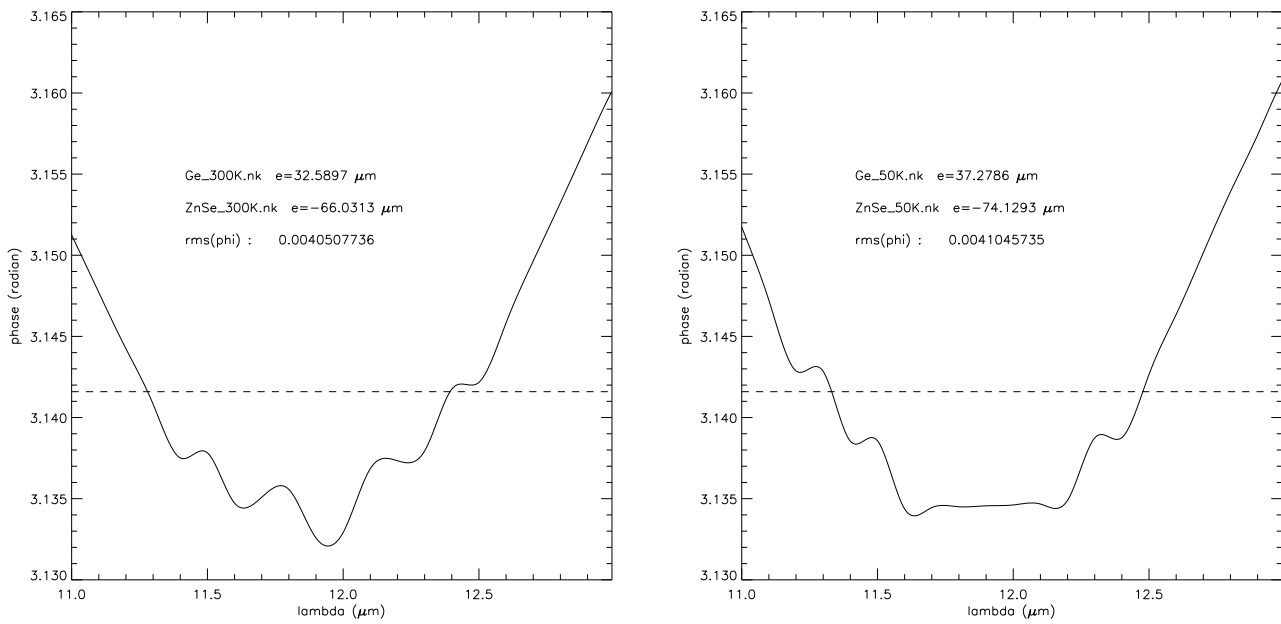


Figure 4.6: Simulations numériques d'achromatisation avec du Ge et du ZnSe à 300 K à gauche et pour 50 K à droite pour la même bande spectrale (11 – 13  $\mu\text{m}$ ) et pour un rapport  $F/D=20$  (NGST).

au masque de phase. Lors de cette opération, on cherche donc un déphasage moyen. On doit alors minimiser la fonction  $f(\phi(\lambda, F/D))$  donnée par l'Eq 4.6. Le résultat est généralement moins achromatique que pour un faisceau parallèle (cas parfait). Les deux trapèzes bleu clair de la Figure 4.7a se compense exactement et donc n'entrent pas en compte dans le processus d'achromatisation.

$$f(\phi(\lambda, F/D)) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \left( \sum_{\alpha=0}^{F/2D} \sum_{i=1, j=\neg i}^k \frac{((n_i(\lambda) - 1)e_i + (n_j(\lambda) - 1)e_j)}{\cos(\alpha - \frac{4D}{F})} - \pi \right)^2 \quad (4.6)$$

Pour être dans de bonnes conditions, le masque de phase doit travailler avec des rapports  $F/D$  élevés. En dessous de  $F/D=15$  environ l'achromatisation devient faible (inférieur à  $6.10^{-3}$  radian rms, voir Figure 4.7b). Mais celle-ci reste amplement suffisante pour une utilisation sur un télescope au sol, car c'est la turbulence atmosphérique qui limite les performances du coronographe. Ce dernier point sera abordé au chapitre 6 avec l'étude de l'instrument à haut contraste: "Planet Finder" de l'ESO.

**Parallélisme des plaques** Le parallélisme des plaques est un paramètre que l'on doit aussi prendre en compte lors de l'achromatisation de la phase par la technique des matériaux dispersifs. En effet du centre au bord de celle-ci le faisceau ne traversera pas la même épaisseur de matériaux, donc cela entraînera des résidus plus importants sur la phase finale. Il faut pondérer cet effet par l'extension de la tache d'Airy, plus on s'éloigne du centre des quadrants et plus cet effet est important géométriquement, mais elle agit sur une partie de plus en plus faible de l'énergie contenue dans les anneaux de la tache de diffraction. Les effets sont multipliés par un facteur au maximum de quatre, dus au fait que les quatre plaques qui constituent le masque de phase, peuvent avoir l'orientation la plus défavorable et ainsi cumuler les erreurs. Les opticiens arrivent à polir des substrats à 1" près. La figure Figure 4.8 montre l'effet d'une erreur de parallélisme de  $\lambda/4$  PTV sur un des quadrants de 15 mm de côté. Dans le cas d'un faisceau

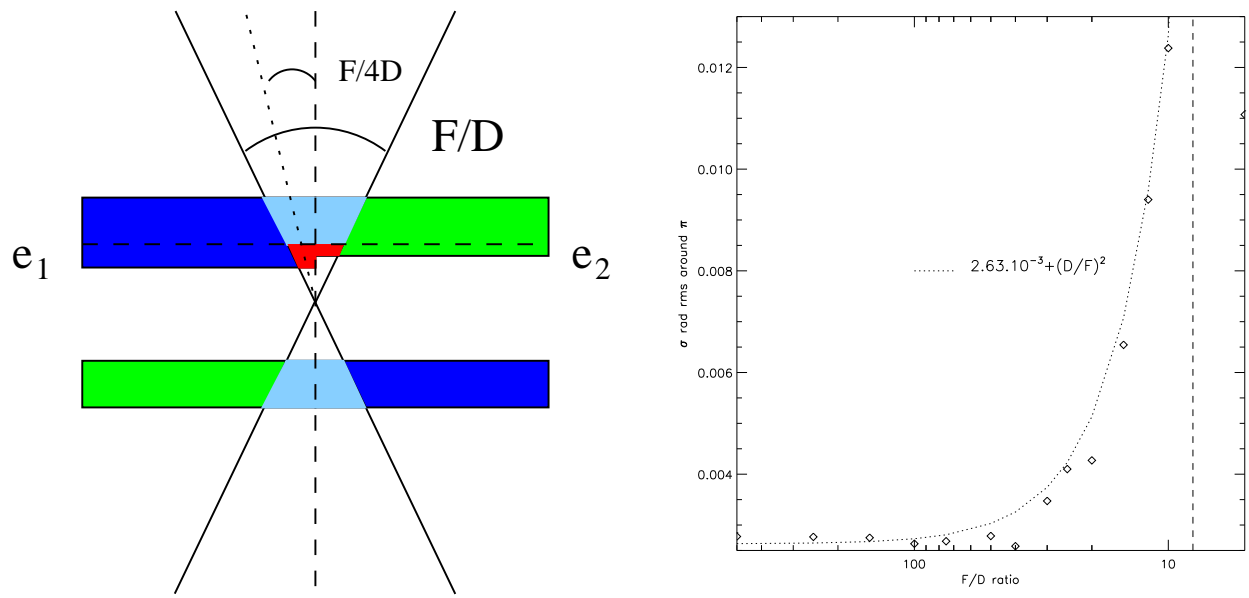


Figure 4.7: A gauche: schéma de principe d'un 4Q fonctionnant avec un rapport  $F/D$  donné. La mise au point se trouve exactement entre les deux plaques. A droite: des résultats de simulations avec des rapports  $F/D$  différents. Le résidu de phase augmente avec le carré de l'ouverture du faisceau.

parallèle à l'entrée on doit sommer toutes les contributions. Ainsi pour une erreur de  $2''$  ( $2 \times 1''$  car on empile deux plaques), on a l'équivalent de 5.5 nm d'erreur sur les épaisseurs. Dans le cas d'un rapport  $F/D$  donné, (le programme d'optimisation tient compte de cette courbe pour les différents rayons incidents), l'effet est généralement plus faible: ici pour le même exemple (pour le parallélisme indiqué), on obtient une erreur équivalente de 3 nm sur l'épaisseur de la plaque. Nous allons voir dans le paragraphe suivant que malgré des valeurs aussi faibles, l'effet est important sur le déphasage global du composant mais pas pour son écart type. Autrement dit, on a les mêmes qualités d'achromatisation que dans le cas parfait, mais pour une phase légèrement différente du  $\pi$  recherché.



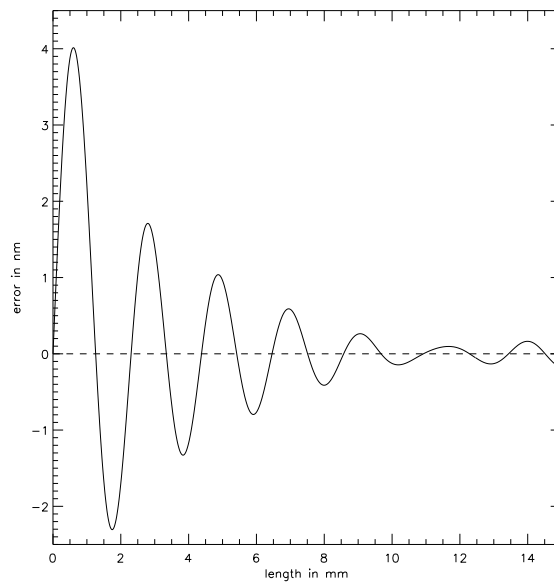


Figure 4.8: Effet du défaut de parallélisme sur l'achromatisation pour un substrat de 15 mm avec un défaut de  $\lambda/4$  au bord (soit 2"). L'effet s'estompe rapidement avec la distance du fait de la pondération de la tache d'Airy de l'instrument. On a ici une erreur maximale équivalente de 4 nm sur l'épaisseur.

**Erreurs sur  $e_i$**  Je vais ici aborder le point le plus délicat pour la réalisation de ce type de composant:

la précision sur les épaisseurs et les indices ou plutôt pour ce dernier paramètre une connaissance parfaite des courbes de dispersion des matériaux utilisés. Nous analyserons en premier lieu l'effet de l'erreur sur les épaisseurs lors de la réalisation par polissage. Dans le cas de la silice, nous pouvons aussi recourir à l'usinage ionique, ce dernier point semble très intéressant pour aboutir à un composant aux bonnes spécifications de déphasage. Enfin, nous donnerons la variation maximale des indices que l'on peut tolérer sur le couple de matériaux choisis.

Pour la réalisation, nous avons élaboré un plan bien précis concernant surtout les méthodes de mesures relatives ou absolues des différences d'épaisseur. Il existe actuellement trois types de mesures:

- mesure directe avec un palpeur: précision de  $\pm 0.2 \mu m$  et une dynamique de 65000
- mesure directe avec un palpeur taly-step: précision de  $\pm 5 nm$  et une dynamique de 100
- mesure interférométrique: précision de  $\pm 0.5 - 5 nm$  selon le type  
et une dynamique de 100-1000 seulement

Les figures suivantes, montrent l'effet sur le déphasage sur toute la bande K, des erreurs d'épaisseur de 1 à 5 nm sur les deux matériaux. Cette plage d'erreur, est directement mesurable sur un interféromètre comme celui de l'Institut D'Optique D'Orsay (Equipe de Mr Mercier). On constate que globalement on déplace le déphasage global du dispositif d'achromatisation. L'écart type de la courbe d'achromatisation change peu pour des erreurs inférieures à 5 nm environ. La Figure 4.10a nous donne la variation sur la moyenne de la phase: on trouve une variation parfaitement linéaire, La Figure 4.10b montre la variation de l'écart type: l'effet est complètement différent et deux régimes apparaissent. Pour des épaisseurs très différentes du couple  $e_1, e_2$  correspondant à la meilleur achromatisation possible, le comportement est très régulier, le déphasage se fait continuellement. Par contre, quand on s'approche de quelques nanomètres de la solution recherchée, on trouve une transition brutale correspondant à l'action de

la dispersion des matériaux considérés.

Il faut aussi remarquer que selon que l'on a moins de matière (erreurs négatives sur les deux courbes ci-dessous) ou plus de matière (erreurs positives sur les épaisseurs), la variation du sigma n'est pas symétrique sauf autour de la solution dans la zone de transition.

Les derniers résultats montrent bien que le processus d'achromatisation est très pointu. En effet, il faut des erreurs sur les épaisseurs inférieures à  $\pm 5$  nm pour être dans la transition d'achromatisation. Maintenant, nous allons transposer ces caractéristiques en précision des épaisseurs sur la connaissance des indices.

**Erreurs sur  $n_i$**  On voit bien que les incertitudes sur les indices données par les fabricants (Schott pour le  $CaF_2$  et Heraeus pour la silice) donnent des erreurs équivalentes sur les épaisseurs de 1 à 5 nm. Mais dans les faits, cela ne pose pas de problème, car si la mesure se fait avec un interféromètre donc on mesure  $(n_i - 1) \cdot e_i$  on prend ainsi en compte les erreurs sur les deux paramètres. Cela a pour effet aussi d'éliminer le problème des variations d'indices en fonction de la température pour des utilisations d'un composant en ambiance cryogénique. Il devient ainsi possible de fabriquer un composant en infrarouge, à condition bien sûr que l'on puisse mesurer un déphasage à la température d'utilisation du masque. Ce dernier point semble assez difficile pour un composant devant fonctionner en dessous de 77 K.

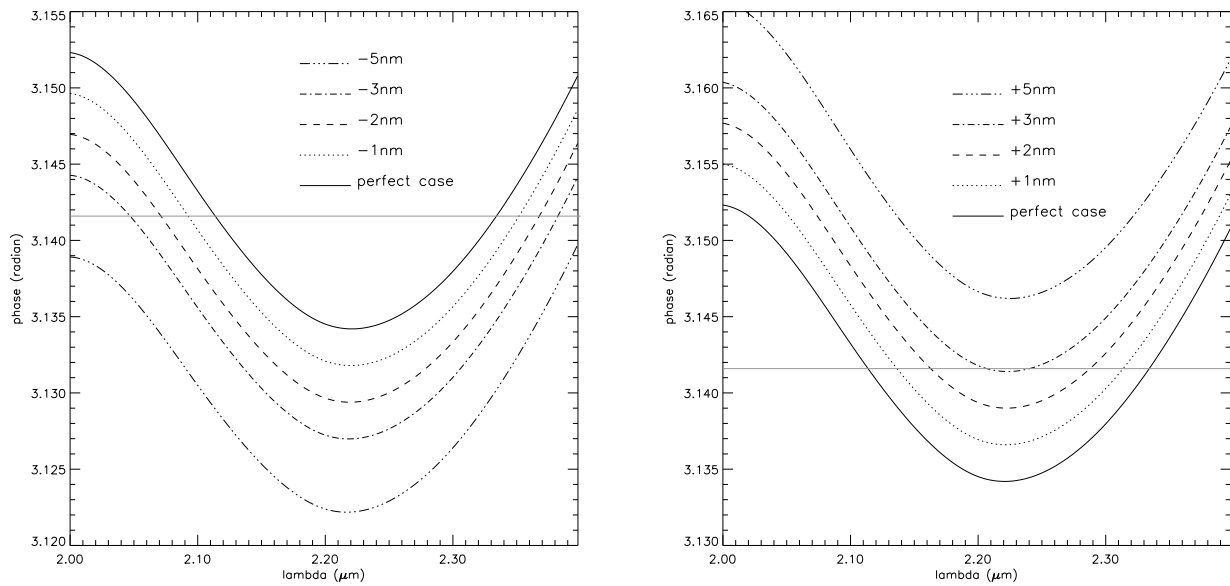


Figure 4.9: Courbes d'achromatisation en bande K, avec des erreurs de fabrication sur l'épaisseur des deux matériaux. A gauche: cas où les erreurs sont négatives. A droite: cas avec des erreurs positives.

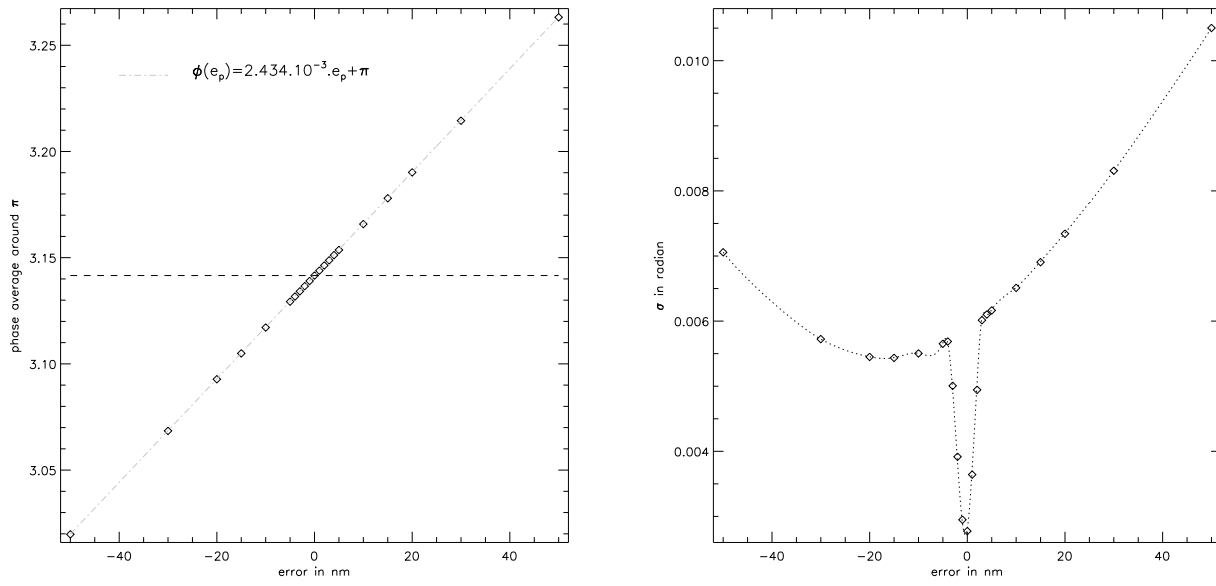


Figure 4.10: A gauche: Nous remarquons que la variation globale de la phase est linéaire avec les erreurs sur les épaisseurs. A droite: la variation sur l'écart type est plus chaotique autour de la solution recherchée. Deux régimes apparaissent donc: un régime où seulement le premier ordre des indices agissent et un second autour de la solution où le second ordre (la dispersion) agit fortement.

Table 4.2: Table d'indice pour le  $CaF_2$  et le  $SiO_2$

$\lambda$	$n(CaF_2)$	$\Delta e_1$	$n(SiO_2)$	$\Delta e_2$
632.8 nm	$1.432882 \pm 5 \cdot 10^{-6}$	$\pm 1nm$	$1.45715 \pm 3 \cdot 10^{-5}$	$\pm 3.2nm$
2 $\mu m$	$1.42385 \pm 10^{-5}$	$\pm 2nm$	$1.43821 \pm 3 \cdot 10^{-5}$	$\pm 5.5nm$
2.2 $\mu m$	$1.42280 \pm 10^{-5}$	$\pm 2nm$	$1.43515 \pm 3 \cdot 10^{-5}$	$\pm 5.5nm$
2.4 $\mu m$	$1.42168 \pm 10^{-5}$	$\pm 2nm$	$1.43177 \pm 3 \cdot 10^{-5}$	$\pm 5.5nm$

Par contre, la variation de la dispersion des matériaux est le point le plus critique pour le calcul des épaisseurs théoriques d'achromatisation. Nous avons simulé le cas où l'indice à  $2.4\mu m$  de la silice variait de  $\pm 3 \cdot 10^{-5}$  (le cas où l'on simule la variation d'indice sur  $2\mu m$  donne des résultats similaires). Le tableau ci-dessous nous donne les couples d'épaisseurs trouvées après optimisation par le programme IDL. On remarque de très grandes différences dans les couples d'épaisseurs trouvées.

Table 4.3: Solutions trouvées pour une variation de dispersion de  $3.10^{-5}$  sur le  $SiO_2$

$n_2(SiO_2, 2.4\mu m)$	$1.43174 (-3.10^{-5})$	$1.43177$	$1.43180 (+3.10^{-5})$
$e_i$ optimisées	$53.378\mu m / -49.316\mu m$	$53.618 \mu m / -49.549 \mu m$	$53.860\mu m / -49.784\mu m$
$\Delta e$	$4.062\mu m$	$4.068 \mu m$	$4.076\mu m$
$\sigma$	$3.05.10^{-3}$ rad rms	$2.77.10^{-3}$ rad rms	$2.58.10^{-3}$ rad rms
$\tau = 4/\sigma^2$	$> 420000$	$> 500000$	$600000$

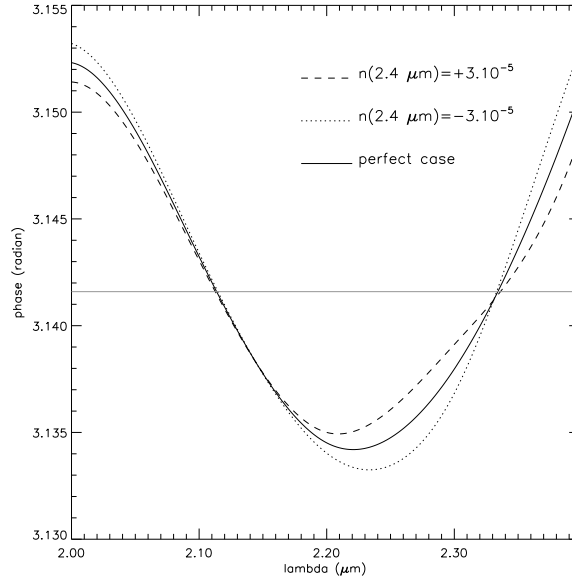


Figure 4.11: Cette simulation montre la variation de la courbe d'achromatisation en bande K, pour les trois solutions calculées dans le tableau précédent.

#### 4.2.5 Procédure de réalisation

Après avoir exposé toutes les erreurs possibles lors de la réalisation d'un masque 4 quadrants achromatisé par la technique des lames épaisses, il faut maintenant élaborer une procédure complète et complexe pour la réalisation de ce type de composant. L'organigramme suivant nous montre toutes les étapes nécessaires pour arriver à l'achromatisation recherchée. Le procédé semble long et coûteux (un devis concernant le simple polissage des plaques par la société OPA-OPTICAD donne déjà une borne inférieure de 37 Keuros). Il faut aussi pouvoir mesurer des différences d'épaisseur avec par exemple un MicroXam ou un interféromètre si l'on connaît les épaisseurs à mieux que  $\lambda/2$  près.

La réalisation d'un tel composant semble possible, mais nous avons choisi ici des matériaux dont la courbe de dispersion est bien connue et qui sont parfaitement transparents à la longueur d'onde du LASER de mesure (He-Ne). La réalisation est facilitée aussi par le fait que l'on peut recourir à l'usinage ionique de la silice (le  $CaF_2$  ne peut pas être attaqué par ce type de procédé, car il est mauvais conducteur de chaleur et il risque donc de se briser pendant l'opération). Le diagramme montre toutes les étapes de réalisation pour arriver à un composant utilisable en visible ou en proche infrarouge avec les deux matériaux choisis.

Par contre la réalisation d'un masque en infrarouge thermique entre  $5 - 25\mu m$  pour NGST ou TPF/DARWIN semble beaucoup plus compliquée. En effet, des contraintes nouvelles apparaissent :

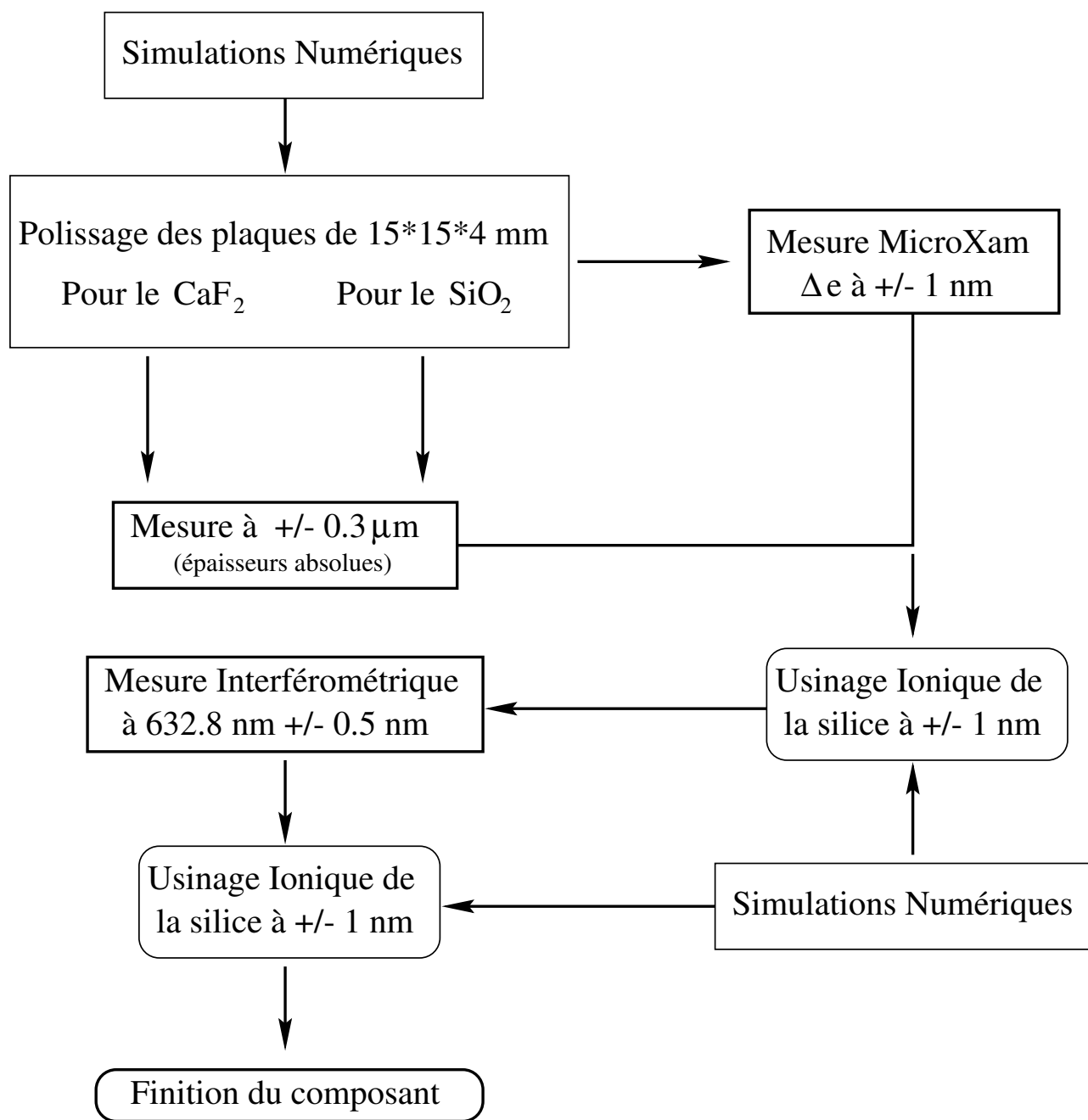


Figure 4.12: Le processus de réalisation d'un masque 4 quadrants achromatisé. Les mesures interférométriques se font sur un composant monté dans son support.

- Connaissance imparfaite des courbes de dispersion des matériaux IR
- Influence importante de la température sur les indices et la dispersion
- Mesure goniométrique complexe des indices (banc cryogénique)
- Mesure interférométrique impossible à 632.8 nm (sauf *ZnS*, *ZnSe*, *CaF<sub>2</sub>*, *BaF<sub>2</sub>*)
- Usinage ionique impossible (sauf Ge)

Quelques solutions existent néanmoins pour ces longueurs d'onde, par exemple avec l'utilisation du Germanium pour pouvoir faire de l'usinage ionique, mais on augmente de façon très importante les problèmes de réalisation du fait que l'on doit faire une partie des mesures à froid.

Au début du projet NGST, nous avons pensé à réaliser ce type de composant. Nous voulions commencer par réaliser le masque achromatique dans visible entre 600-700 nm, puis passer au cas Infrarouge thermique. Mais heureusement, des simulations numériques ont montré que l'utilisation d'un masque large bande sur NGST n'était pas indispensable pour la détection d'exo-jupiters (ce point sera présenté dans un des chapitres de la thèse). Nous avons donc abandonné la réalisation d'un masque achromatique, pour se reporter sur celle d'un masque monochromatique beaucoup plus simple est restant assez efficace dans le cadre de la mission NGST.

Ce composant achromatisé reste toujours intéressant pour des missions comme TPF/DARWIN qui nécessitent de l'imagerie à très haut contraste ( $> 10^5$ ) sur de larges bandes (typiquement de  $7 - 20\mu m$  minimum). De ce fait un appel d'offre a été lancé par l'ESA mi-2002 pour la réalisation de ce type de composant achromatique. Une autre voie semble plus intéressante en infrarouge thermique: c'est une achromatisation par réflexion, que je vais aborder maintenant.

## 4.3 Achromatisation par réflexion

C'est en octobre 2000, que Frédéric Lemarquis de l'institut Fresnel de Marseille (ENSPM), a proposé une combinaison de couches minces en réflexion pour obtenir un déphasage de  $\pi$  achromatique dans une bande spectrale donnée. Ses études débutées pour le cas visible autour de 700 nm, donnaient des résultats préliminaires présentant des résidus de phase encore très importants de  $\pm 0.1$  radian autour de  $\pi$ . J'ai alors voulu personnellement étudier ce nouveau concept d'achromatisation. Je me suis servi au début du logiciel IMD (Windt D.L. 1998) sous IDL pour calculer les réponses en réflexion des empilements considérés. J'ai débuté par une optimisation "manuelle" des couches, mais la procédure était évidemment fastidieuse pour ce type d'optimisation. J'ai alors reprogrammé la théorie matricielle des couches minces sous IDL pour créer finalement un ensemble de logiciels recherchant et optimisant automatiquement les solutions pour les bandes spectrales que je considérais. Ce travail est également mené par Frédéric Lemarquis dans le cadre de l'appel d'offre de l'ESA. Maintenant je vais exposer le principe de cette achromatisation.

### 4.3.1 Principe

Le principe de l'achromatisation par réflexion repose sur les propriétés de réciprocité dans les empilements de couches minces. Prenons un exemple concret avec la fabrication d'un masque à quatre quadrants. On s'intéresse à deux quadrants ayant un déphasage différentiel de  $\pi$ . Les empilements de couches minces sont constitués par le dépôt de deux matériaux différents (L,H) sur un substrat (s).

- $n_0$  indice du milieu extérieur
- $n_s$  indice du substrat
- $n_L$  indice pour le matériau 1 (indice faible)
- $n_H$  indice pour le matériau 2 (indice fort)

Soit pour le premier quadrant considéré, l'empilement de couches minces suivant:

$$n_s/n_H/n_L/n_H/n_L/\dots/n_0$$

et l'on prends pour le second quadrants son empilement réciproque:

$$(1/n_s)/(1/n_H)/(1/n_L)/(1/n_H)/(1/n_L)/\dots/(1/n_0)$$

Du point de vue mathématique, l'empilement réciproque en réflexion est en opposition de phase avec le premier. Maintenant multiplions ce second empilement par le coefficient  $(n_H.n_L)$ , celui-ci restera toujours en opposition de phase (invariance globale de l'empilement par un coefficient multiplicatif).

On obtient alors l'empilement suivant:  $(n_H.n_L/n_s)/n_L/n_H/n_L/n_H/\dots/(n_H.n_L/n_0)$ .

Pour que les deux empilements travaillent dans les mêmes conditions et restent toujours en opposition de phase, la solution commune pour les indices  $n_s, n_0$  est donc:

$$n_s = n_0 = \sqrt{n_H.n_L}$$

Nous pouvons remarquer que les épaisseurs des couches n'interviennent pas.

Plaçons-nous dans le cas classique d'un empilement de couche quart-d'onde. Nous prenons la notation suivante:

$HLHLHL = (HL)^3$  correspondant à un empilement d'indice  $n_H$  d'épaisseur  $\frac{\lambda_0}{4.n_H}$  et  $n_L$  d'épaisseur  $\frac{\lambda_0}{4.n_L}$  3 fois (6 couches au total). Le cas opposé est aussi possible avec  $LHLHLH = (LH)^3$  correspondant à un empilement d'indice  $n_L$  et  $n_H$  3 fois, avec les mêmes épaisseurs.  $\lambda_0$  est la longueur d'onde d'utilisation du miroir quart-d'onde.

Plus on s'éloigne de cette longueur d'onde et plus le taux de réflexion diminuera, ce type de miroir ne réfléchit donc la lumière que sur une bande passante limitée autour de la longueur

d'onde de travail  $\lambda_0$ . Les deux empilements prennent donc la notation suivante:

$$n_s(HL)^N n_0 \text{ et } n_s(LH)^N n_0.$$

Rappelons que le taux de réflexion dépend de la différence d'indice de réfraction entre deux milieux ( $n_m$  pour le matériau considéré et le milieu extérieur  $n_0$  ici), à l'incidence normale on a:

$$R_{(0^\circ)} = \frac{(n_m - n_0)^2}{(n_m + n_0)^2} \quad (4.7)$$

Le taux de réflexion est donc très faible dans le cas général (de 4 à 8%) sauf en infrarouge thermique où il peut atteindre par exemple plus de 36% avec le Germanium. Ainsi pour atteindre un taux de réflexion élevé on empile une grande quantité de couches minces alternées haut et bas indices (paramètre  $N$  ici). Avec  $N > 10$ , on peut atteindre un taux de réflexion  $> 99.9\%$  et la lumière n'atteindra jamais le substrat. Donc celui-ci ne jouera aucun rôle concernant le déphasage différentiel entre les quadrants.

Cette technologie est très connue depuis plus de 50 ans et permet entre autre de faire les miroirs dans les cavités LASER, de faire des dichroïques, des traitements pour les lames Fabry-Pérot etc ... .

La figure suivante montre le principe de ce double empilement et son action sur un rayon incident.

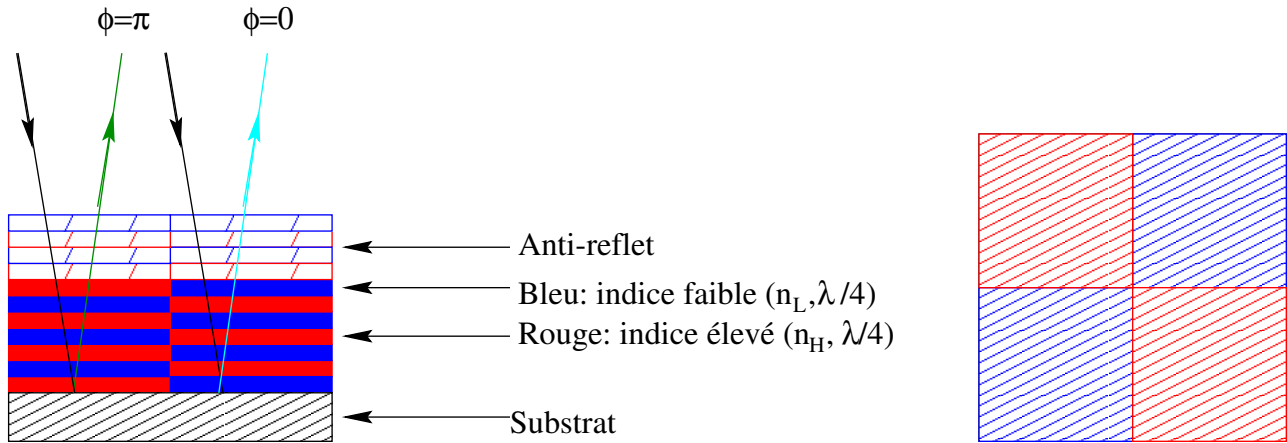


Figure 4.13: Cette figure montre le principe du 4Q composé d'un double empilement de couches quart-d'onde. Nous avons ici comparé la phase sur les deux empilements après de multiples réflexion sur les différentes couches. Pour ne pas surcharger le dessin nous n'avons pas indiqué les rayons transmis et réfléchis pour les niveaux intermédiaires. A droite, le 4Q vue de face côté anti-reflets.

Néanmoins quelques limitations apparaissent. En premier lieu, le déphasage achromatique ne se fait que sur une bande spectrale limitée du miroir autour de  $\lambda_0$ .

Enfin le point le plus délicat, concerne la dernière couche du miroir placée dans l'air. En effet quel que soit le type de matériau celui-ci aura toujours un indice de réfraction du milieu extérieur  $n_0$  différent de  $\sqrt{n_H \cdot n_L}$ . De ce fait, les deux empilements ne seront plus en opposition de phase, et cela limitera fortement la qualité de l'achromatisation globale du miroir.

Pour résoudre ce problème, il faut ajouter des couches anti-reflet de haute qualité pour faire "croire" aux deux empilements qu'ils travaillent dans un milieu d'indice  $\sqrt{n_H \cdot n_L}$  et ainsi obtenir l'opposition de phase souhaitée. Les couches d'anti-reflet apparaissent sur le schéma de principe.



### 4.3.2 Théorie matricielle des systèmes en couches minces

Des logiciels de simulation de calcul de couches minces existent dans le commerce comme TFCALC ou Macleod, mais ils sont peu pratiques pour calculer la différence de phase entre deux empilements. C'est pour cela que j'ai préféré reprogrammer la théorie matricielle des systèmes en couches minces pour pouvoir créer des algorithmes automatiques de recherche de solution. Intéressons-nous tout d'abord à la théorie électromagnétique dans un milieu constitué de couches minces. Ici chaque couche est représentée par une matrice.

Prenons le cas général suivant:

un substrat d'indice  $n_s$ , un empilement de  $N$  couches d'épaisseur  $e_j$ , d'indice de réfraction  $n_j$  pour la  $j^{ime}$  couche et un milieu extérieur d'indice  $n_m$ . La lumière arrive avec une incidence  $\theta_0$ , la réfraction entre les diverses couches donne des angles de  $\theta_j$ .

Soit E,B les champs électrique et magnétique, la transmission  $T$  et la réflexion  $R$  de ce type d'empilement peuvent être calculées avec les relations suivantes où K est l'état de polarisation de la lumière:

$$T^k = \frac{\eta_s^k}{\eta_m^k} \cdot |t^k|^2 \quad R^k = |r^k|^2 \quad avec \quad t^k = \frac{2 \cdot \eta_m^k}{\eta_m^k \cdot E + B} \quad et \quad r^k = \frac{\eta_m^k \cdot E - B}{\eta_m^k \cdot E + B} \quad (4.8)$$

$$\eta_j^p = \frac{n_j}{\cos(\theta_j)} \quad pour \ la \ polarisation \ p \quad (4.9a)$$

$$\eta_j^s = n_j \cdot \cos(\theta_j) \quad pour \ la \ polarisation \ s \quad (4.9b)$$

$$n_m \cdot \sin(\theta_0) = n_j \cdot \sin(\theta_j) \quad relation \ de \ Descartes \quad (4.9c)$$

Donc deux cas apparaissent pour les deux polarisations de la lumière  $k = p$  et  $k = s$ . On trouve des différences de comportement entre les deux polarisations quand les angles  $\theta_j$  et  $\theta_0$  sont différents de zéro. Le paramètre  $j$  est défini ici pour tous les milieux. Maintenant il faut exprimer les champs E et B en fonction de la structure des couches minces. On a alors recours pour cela à l'approche matricielle suivante:

$$\begin{pmatrix} E^k \\ B^k \end{pmatrix} = M^k \begin{pmatrix} 1 \\ \eta_s^k \end{pmatrix} \quad M^k = \prod_{j=1}^N M_j^k \cdot C_j \quad sur \ les \ N \ couches \ minces \quad (4.10)$$

$M_j^k$  paramétrise les caractéristiques de la  $j^{ime}$  couche pour les deux polarisations  $k$  considérées, cette matrice prend la forme suivante:

$$M_j^k = \begin{pmatrix} \cos(\delta_j) & \frac{i}{\eta_j^k} \cdot \sin(\delta_j) \\ i \cdot \eta_j^k \cdot \sin(\delta_j) & \cos(\delta_j) \end{pmatrix} \quad \delta_j = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (n_j \cdot e_j \cdot \cos(\theta_j)) \quad (4.11)$$

$$C_j = \begin{pmatrix} e^{(e_j/\xi)} \cdot \frac{4 \cdot \pi \cdot \sigma_j^2 \cdot \xi^2}{(1 + |\delta_j|^2 \xi^2)^2} & 0 \\ 0 & e^{(e_j/\xi)} \cdot \frac{4 \cdot \pi \cdot \sigma_j^2 \cdot \xi^2}{(1 + |\delta_j|^2 \xi^2)^2} \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

$C_j$  est une matrice paramétrant les effets des erreurs de surface de la couche  $j$ , où  $\sigma_j$  est l'écart type des erreurs de surface,  $\xi$  la longueur de corrélation (proportionnelle à la vitesse de déposition des couches minces). Les premières simulations seront faites avec  $C_j = I$  (matrice identité), donc sans erreur de surface. Nous nous intéresserons dans un second temps aux effets d'irrégularité des couches minces.

Pour la réalisation d'un masque quatre quadrants achromatique, intéressons-nous à la phase des ondes réfléchies  $\phi_R^k$  et transmises  $\phi_T^k$ .

$$\phi_T^k = \text{Arg}(t^k) \quad (4.13a)$$

$$\phi_R^k = \text{Arg}(r^k) \quad (4.13b)$$

Il faut remarquer que les indices de réfraction des divers matériaux sont pris avec leurs coefficients d'absorption  $K_j$  on a donc:  $n_j = n'_j - i.K_j$ , où  $n'_j$  est l'indice classique du matériau considéré. On définit également  $A^k = 1 - T^k - R^k$  le coefficient d'absorption du système de couches minces.

### 4.3.3 Résultats des simulations

A partir des équations matricielles citées plus haut, nous allons calculer le déphasage différentiel en réflexion entre deux quadrants pour les deux polarisations de la lumière. Nous considérerons dès le début une incidence différente de zéro, pour nous situer dans le cas concret d'un instrument optique réaliste. Il est souhaitable de limiter l'angle d'incidence sur le masque, pour conserver une bonne qualité d'achromatisation. Les valeurs doivent être inférieure à  $8^\circ$  pour que le déphasage différentiel entre les deux polarisations soit inférieur à  $10^{-2}$  radian. Pour les systèmes optiques fonctionnant en visible-proche infrarouge, on doit avoir des rapports d'ouverture  $F/D > 20$ . En infrarouge thermique vers les  $10\mu m$ , on doit travailler vers  $F/D \approx 100$ , pour garder un angle d'incidence faible.

Les couples de matériaux utilisables de façon classique pour les dépôts de couches minces sont listés dans le tableau ci-dessous. Le type de couple dépend de la longueur d'onde d'utilisation du masque.

Table 4.4: Quelques couples de matériaux utilisés en couches minces

$\lambda$	400-900 nm	$2 - 2.4\mu m$	$2.5 - 5\mu m$	$7 - 20\mu m$
indice haut	$ZnS/TiO_2$	$ZnS/TiO_2$	$ZnS$	$Ge/PbTe$
indice bas	$YF_3/SiO_2/Na_3AlF_6$	$YF_3/SiO_2$	$YF_3$	$YF_3/ZnS/ZnSe/PbF_2$
couples	$ZnS/YF_3$ $TiO_2/SiO_2$ $ZnS/Na_3AlF_6$ $Ge/ZnS$ $Ge/ZnSe$ $PbTe/ZnSe$ $PbTe/ZnS$			

Regardons la variation d'indice des matériaux considérés:

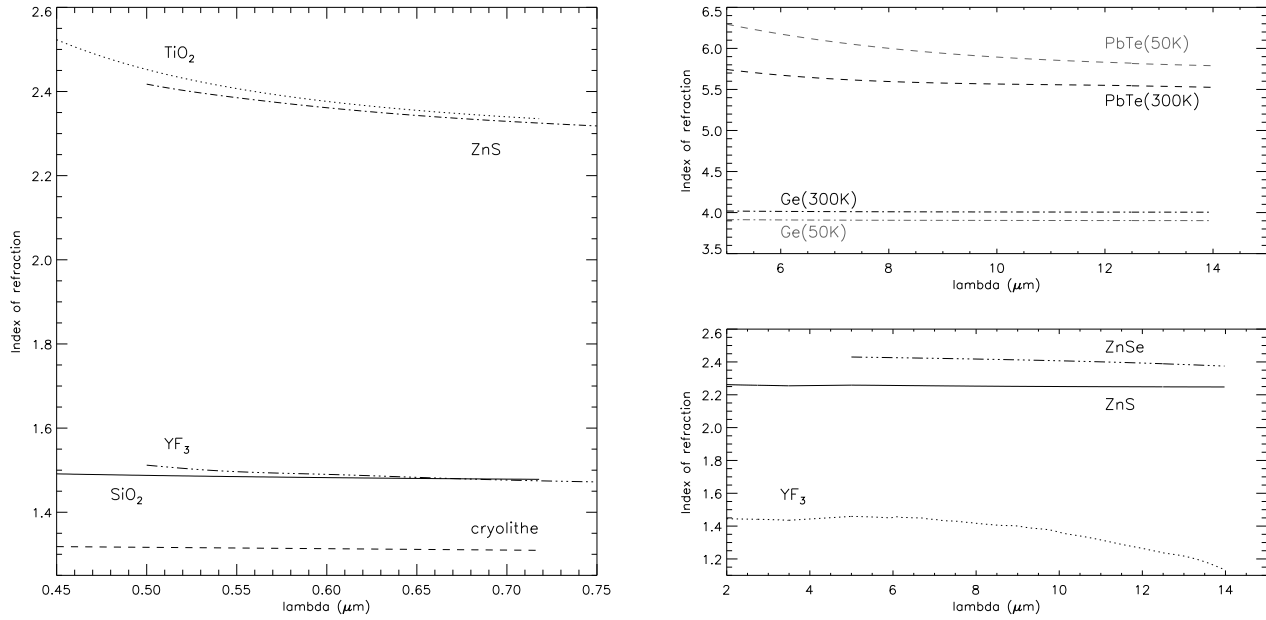


Figure 4.14: A gauche: indice de réfraction pour le visible. En bas à droite: indice de réfraction dans l'infrarouge proche et dans l'infrarouge thermique pour le  $\text{ZnSe}/\text{ZnS}/\text{YF}_3$ . En haut à droite: indice pour le Germanium et le Tellure de Plomb  $\text{PbTe}$  pour deux températures différentes (300 K et 50K). Les indices diminuent généralement avec la température sauf pour le  $\text{PbTe}$ .

La simulation consiste pour deux empilements  $((HL)^N$  et  $(LH)^N$ ) à calculer les valeurs de la phase en réflexion, puis de faire la différence entre celles-ci. Pour obtenir une bonne achromatisation du déphasage différentiel, il faut incorporer un anti-reflet sur chaque empilement avec le même couple de matériaux choisis pour le miroir quart d'onde (sauf avis contraire). Un premier problème apparaît d'emblée: il existe en effet quatre combinaisons différentes pour les anti-reflets.

Table 4.5: Les différents types d'anti-reflets possibles

	Quadrant N°1	Quadrant N°2
Type 1	$a_j.H.b_j.L$	$a_j.H.b_j.L$
Type 2	$b_j.L.a_j.H$	$b_j.L.a_j.H$
Type 3	$a_j.H.b_j.L$	$c_j.H.d_j.L$
Type 4	$b_j.L.a_j.H$	$d_j.L.c_j.H$

Où  $a_j, b_j, c_j, d_j$  sont les épaisseurs des couches anti-reflet en multiple de quart-d'onde.

Le programme calcule donc une optimisation pour les quatre anti-reflets précédents. Mais nous verrons ultérieurement que ce sont les configurations 1 et 2 qui répondent au mieux à l'achromatisation demandée. Enfin, il faut noter qu'il existe deux configurations différentes pour un masque par réflexion achromatique. La première dite "Face Avant", correspond au fait que le miroir quart-d'onde avec son anti-reflet est mis dans l'air ou le vide. La seconde configuration dite "Face Arrière", correspond au fait que l'on dépose déjà l'anti-reflet sur le substrat, puis les couches formant le miroir.

Dans le premier cas il est plongé dans un milieu d'indice égal ou proche de 1 alors que pour le second cas la lumière traverse déjà le substrat puis est réfléchi par le miroir, celui-ci est alors plongé dans un milieu d'indice  $n_s$ . Il apparaît alors que l'anti-reflet donnera des performances plus élevées dans le cas de cette dernière configuration "Face Arrière" car on s'approchera plus aisément de l'indice théorique  $\sqrt{n_H \cdot n_L}$  permettant le déphasage de  $\pi$ .

Un second problème apparaît également: il existe une infinité de solutions d'anti-reflets, dans une des quatre configurations données. Le programme d'optimisation devra rechercher le meilleur anti-reflet dans de multiples solutions possibles et cela pour les quatre cas.

L'algorithme optimise seulement l'anti-reflet mais en prenant en compte les couches du miroir quart-d'onde. Je limite la recherche à des couches d'épaisseurs comprises entre 10 nm (le minimum que l'on arrive à déposer avec les techniques classiques) et 10  $\mu m$  (cas extrême en infrarouge thermique autour des 15-20  $\mu m$  par exemple). Vu le nombre de solutions possibles quand le résidu de phase est supérieur à  $2 \cdot 10^{-2}$  radian, l'algorithme n'optimisera pas cette solution, mais se déplacera légèrement (je change alors les épaisseurs des couches anti-reflets) pour trouver une solution meilleure.

Je présente maintenant les divers résultats obtenus avec cet algorithme pour dans un premier temps une configuration plutôt pessimiste "Face Avant" et pour trois cas différents: en bande R,I et K. Dans un second temps, je présenterai le cas de la bande N autour des 10  $\mu m$  avec les deux configurations différentes pour des applications spatiales dans le cadre des missions TPF/DARWIN.

#### 4.3.4 Les cas Visible et proche infrarouge

Table 4.6: Résultats pour les bandes R,I,K

$\lambda$	600-700 nm	750-850 nm	2 – 2.4 $\mu m$
Couple (H/L)	$TiO_2/SiO_2$ (T=300 K)	$ZnS/YF_3$ (T=300 K)	
$\lambda_0$	650 nm	800 nm	2.2 $\mu m$
L'angle d'incidence	6°	6°	6°
H/L en nm	69/109.8	86.6/136.1	243.2/380.9
Anti-reflet	5 couches type 2	5 couches type 2	7 couches type 2
(miroir)	L:333.2/H:22.4/	L:363.9/H:34.4/	L:64.0/H:132.5/
Composition AR (nm)	L:35.7/H:82.6/	L:44/H:103.4/	L:729.2/H:27.2/
(milieu extérieur)	L:108.1	L:136.7	L:126.9/H:163.1/L:417.2
épaisseur totale	2.370 $\mu m$	2.909 $\mu m$	7.901 $\mu m$
$\sigma(s,p)$ en radian	$7.10^{-3}$	$6.10^{-3}$	$6.5.10^{-3}$

Les trois graphiques suivants montrent les résultats de simulations après optimisation par le programme de recherche de couches minces où le milieu extérieur est l'air ("Face Avant").

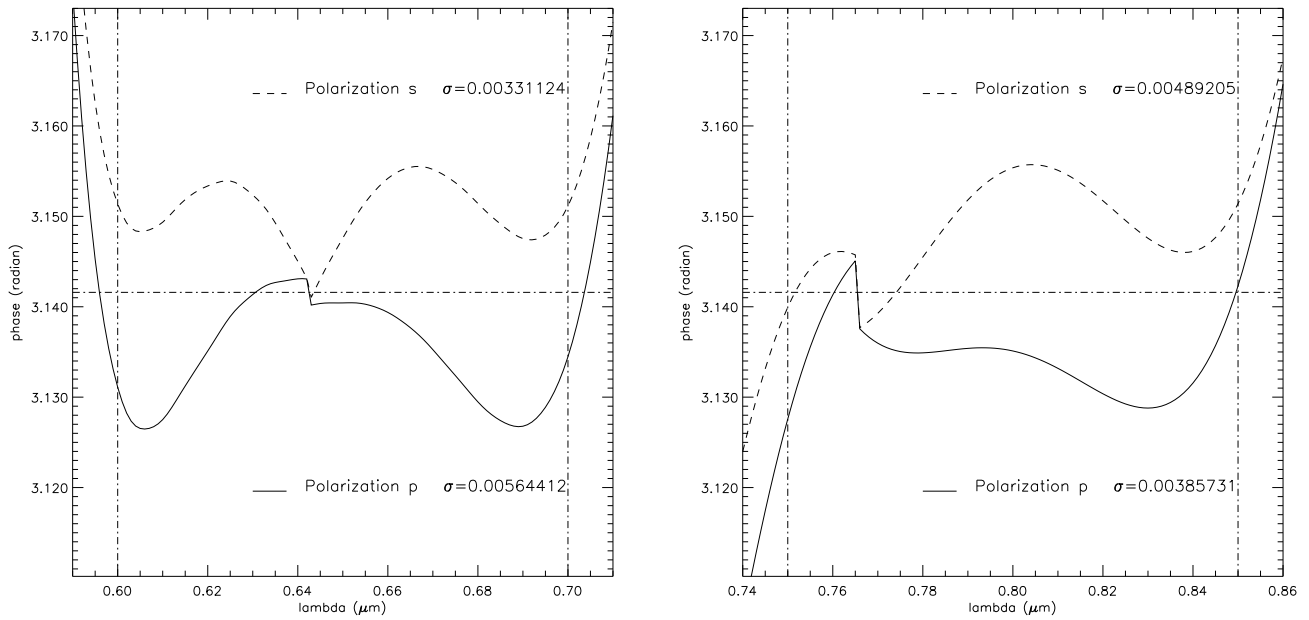


Figure 4.15: Résultats des simulations numériques pour les deux bandes spectrales différentes (R,I). Les deux barres verticales, indiquent la plage d'achromatisation considérée. Les écarts types autour de  $\pi$  sont calculés pour cette plage spectrale.

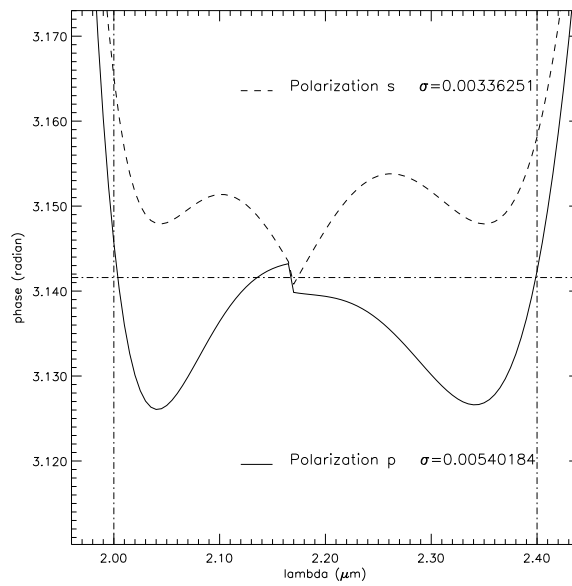


Figure 4.16: Résultats de simulations numériques pour la bande K.

Etudions plus en détail le cas en bande K. Celui-ci est le plus intéressant en terme de bande passante, mais surtout cela ouvre des possibilités d'utiliser un 4Q en réflexion en proche infrarouge pour des télescopes au sol et spatiaux. Je vais simuler les différentes erreurs possibles que l'on rencontre dans ce type de composant :

- influence des erreurs sur l'épaisseur des couches minces
- influence du rapport F/D
- influence des états de surface

Présentation du budget d'erreur pour la bande K :

**L'influence des erreurs sur l'épaisseur des couches minces** Dans notre cas, pour la longueur d'onde de  $2,2 \mu m$ , il faut une précision d'épaisseur de couche de l'ordre de 1 nm. Cela peut être assez facilement expliqué par la présence de couches de faibles épaisseurs 64 nm et 27.2 nm dans l'anti-reflet.

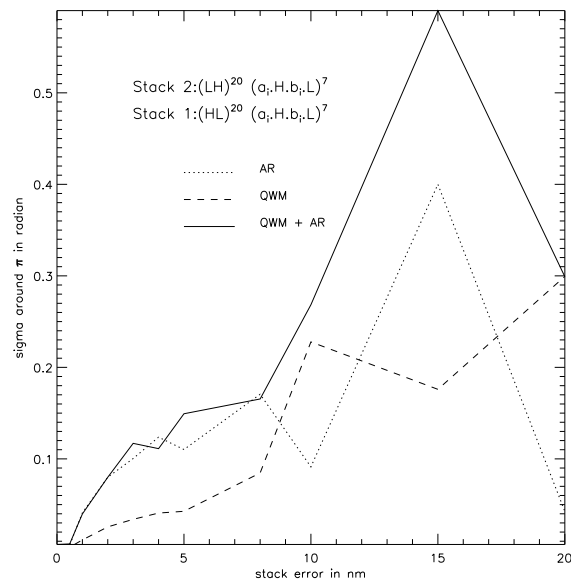


Figure 4.17: Résultats de simulations numériques concernant l'effet des erreurs sur les épaisseurs des couches minces sur la phase autour de  $\pi$  (pour les deux polarisations s et p). En trait plein le résultat de simulations pour toutes les couches (QWM+AR), en pointillé l'action de l'anti-reflet (AR). Celui-ci est prépondérant. Enfin, en tiret le miroir quart-d'onde (QWM).

**L'influence du rapport F/D** Le rapport F/D de l'instrument ne semble pas avoir d'influence notable sur la qualité du déphasage. Un masque de phase par réflexion est donc utilisable pour une grande variété de télescope.

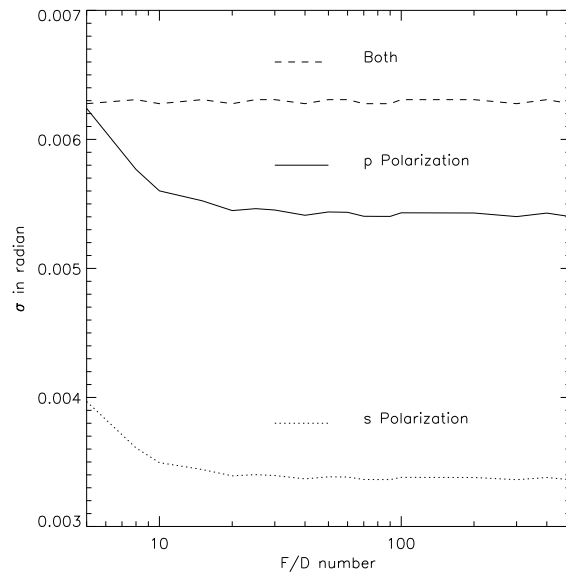


Figure 4.18: Influence du rapport F/D sur le masque de phase achromatique. On remarque un très faible effet de ce paramètre sur l'écart type du résidu de phase pour les deux polarisations.

**L'influence des états de surface** On voit très bien ici que les erreurs de surface influent très peu sur déphasage global du masque achromatique. C'est donc un point positif très important. Toutes les simulations ici ont été calculées avec une longueur de corrélation  $\xi = 1$  nm.

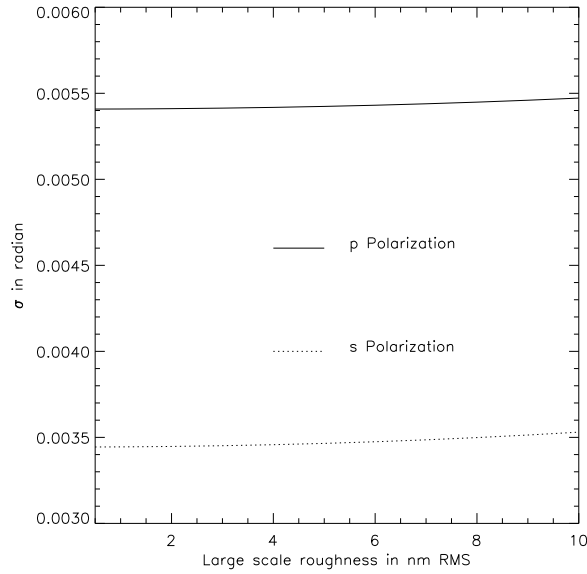


Figure 4.19: Résultat de simulations numériques, concernant l'effet des erreurs de surface de basses fréquences sur l'écart type globale (sur les deux polarisations) de la phase autour de  $\pi$ . Sur un substrat de silice on arrive à une précision de 8 nm environ sur  $1\text{cm}^2$  de surface. Ce résultat concerne les erreurs à grandes échelles.

### 4.3.5 Le cas en infrarouge thermique

Intéressons-nous maintenant à l'utilisation de ce type de dispositif achromatique pour l'infrarouge thermique. Je vais montrer ici la possibilité de faire un masque achromatique en bande N (autour des  $10\text{ }\mu\text{m}$ ) et analyser plus en détail les effets des erreurs de couches sur la qualité du déphasage. Enfin nous regarderons ensuite un cas pour des longueurs d'ondes plus grandes vers les  $15\text{ }\mu\text{m}$ .

En infrarouge thermique, on utilise généralement des matériaux à hauts indices (PbTe, Ge, ZnS, ZnSe) à part  $\text{YF}_3$ . De ce fait l'obtention d'un anti-reflet efficace est plus difficile. Plusieurs solutions apparaissent alors:

soit on utilise un anti-reflet avec un grand nombre de couches ( $> 7$ ), soit on se place en configuration "Face Arrière" comme expliqué précédemment. Dans ce cas il faut combiner les deux solutions pour obtenir un résidu de la phase autour de  $\pi$  faible ( $\approx 5 \cdot 10^{-3}$ ).



Je me place ici dans le cas où l'on utilise trois éléments différents pour la fabrication de l'empilement. Ainsi pour la fabrication du miroir quart d'onde on peut utiliser le couple  $PbTe/ZnS$  ou de façon classique le couple  $Ge/ZnS$ , pour avoir un bon coefficient de réflexion avec peu de couches (10 dans les simulations). Mais pour la fabrication de l'anti-reflet le couple  $ZnS/YF_3$  est plus approprié du fait du faible indice de l' $YF_3$  aux grandes longueurs d'onde. Attention, cela n'est possible que si l' $YF_3$  est déposé sur le  $ZnS$  car il y a incompatibilité mécanique avec le Germanium par exemple. Cela demande un processus de fabrication beaucoup plus compliqué, car il faut déposer l'anti-reflet dans une cuve différente à moins de disposer d'un système ayant trois creusets pour chaque éléments. Enfin pour simplifier légèrement le processus de dépôt, je me limiterai au cas où l'anti-reflet est commun aux deux empilements.

Regardons dans le tableau suivant les résultats des simulations:

Table 4.7: Résultats pour les bandes N et 15  $\mu m$

$\lambda$	$10.2 \pm 1\mu m$	$9.9 \pm 1.2\mu m$	$15 \pm 1.5\mu m$
Type	“Face Avant”	“Face Arrière” (ZnSe)	“Face Arrière” (ZnSe)
Triplet (H/M/L)	$Ge/ZnS/YF_3$ (T=50 K)		
$\lambda_0$	$10.2\mu m$	$10.2\mu m$	$15\mu m$
L'angle d'incidence	$6^\circ$	$6^\circ$	$6^\circ$
Miroir H/M en nm	640.34/1140.56	640.34/1140.56	961.12/1798.90
Anti-reflet M/L	11 couches type 1	11 couches type 1	11 couches type 1
(miroir) ↑ Composition AR (nm) ↓ (milieu extérieur)	M:7992.41/L:3434.70/ M:1718.90/L:4043.60/ M:478.20/L:1991.21/ M:468.33/L:996.72/ M:893.94/L:2116.44/ M:10	M:2000/L:434.7/ M:669.95/L:2208.5/ M:74.34/L:1483.84/ M:407.54/L:159.69/ M:432.83/L:115.51/ M:114.14	M:5726.31/L:1263.11/ M:141.05/L:209.09/ M:533.63/L:2459.47/ M:529.07/L:777.29/ M:383.46/L:560.55/ M:1870.65
épaisseur totale	$33.049\mu m$	$17.005\mu m$	$28.253\mu m$
$\sigma(s, p)$ en radian	$1.1.10^{-2}$	$7.3.10^{-3}$	$6.9.10^{-3}$

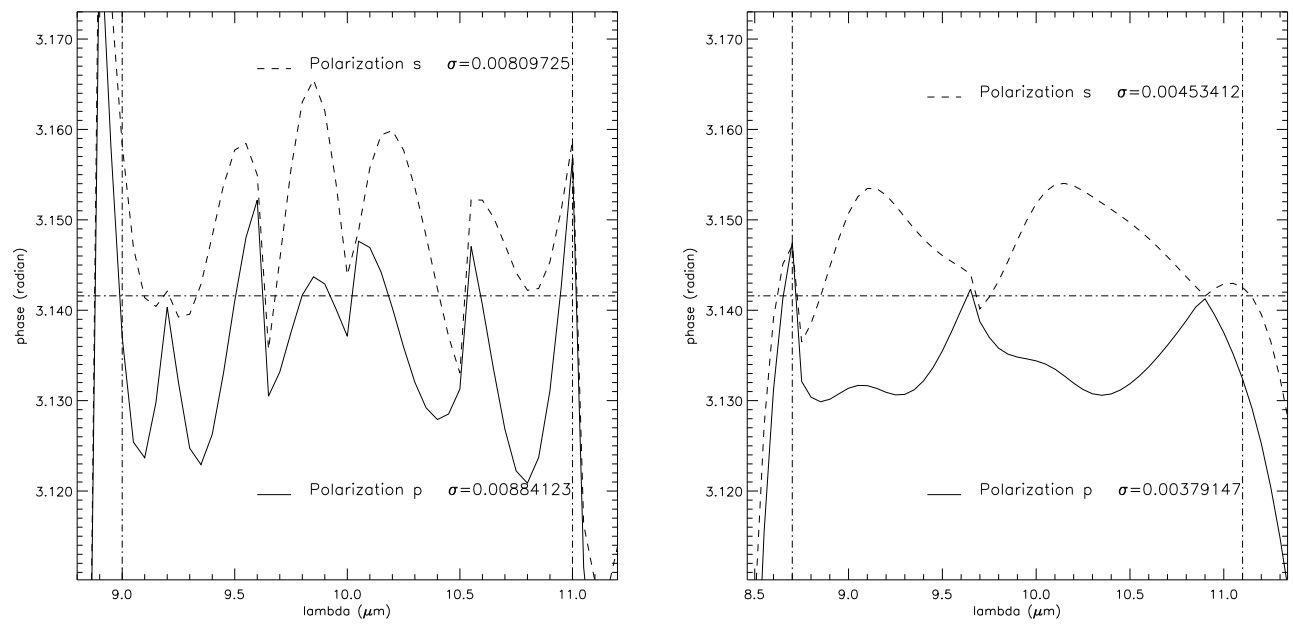


Figure 4.20: Résultats de simulations numériques pour la bande N (10.2 $\mu\text{m}$ ). A gauche le cas “Face Avant”, à droite le cas “Face arrière”.

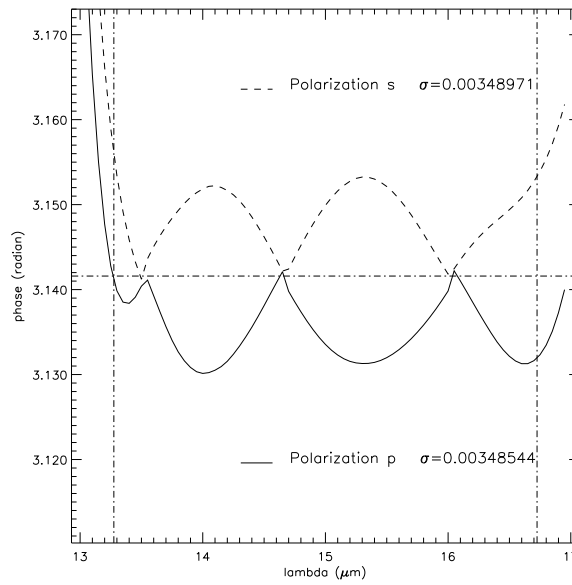


Figure 4.21: Résultats de simulations numériques pour la bande autour des 15 $\mu\text{m}$ , dans une configuration “Face arrière”.

J'ai donc calculé ici trois configurations de couches différentes pour l'infrarouge thermique.

Nous pouvons alors remarquer qu'il est nécessaire de faire des empilements importants, pour arriver à des résultats intéressants. Le couple  $Ge/ZnS$  apparaît plus intéressant pour fabriquer le miroir car la différence d'indice est élevée, et donc un empilement d'une petite dizaine de couches est suffisant pour avoir un taux de réflexion proche de 100%. La configuration "Face Avant" donne généralement des résultats d'achromatisation plus faible (ici  $1.110^{-2}$  radian rms). Nous pouvons aussi remarquer que sur ce premier exemple la dernière couche est extrêmement fine avec 10 nm donc difficile à contrôler en épaisseur. Le résidu de la phase dans le cas d'une achromatisation en "Face arrière" est de l'ordre de  $5.10^{-3}$  radian rms pour une résolution spectrale de 4 à 5 selon la configuration.

**L'influence des erreurs sur l'épaisseur des couches minces** Nous ne discuterons plus de l'influence du rapport F/D et des états de surface sur l'achromatisation, car nous avons vu précédemment que leurs effets étaient très faibles en bande K. Dans notre cas où la longueur d'onde est plus élevée les états de surface influent encore moins sur le déphasage différentiel entre les deux miroirs.

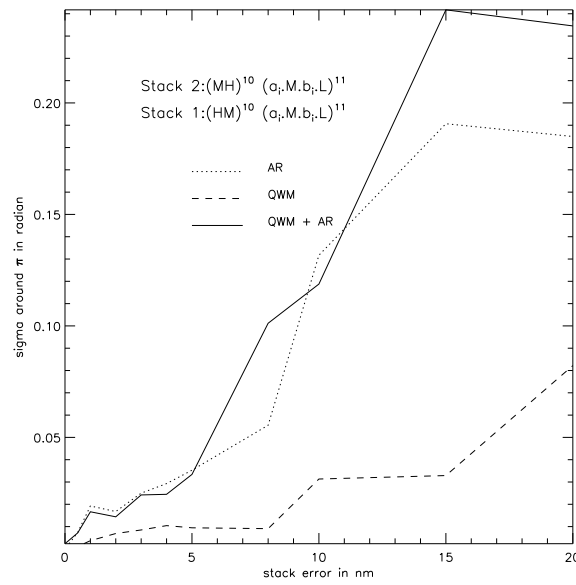


Figure 4.22: Résultat de simulations numériques concernant l'effet des erreurs des couches minces, sur le déphasage (sur les deux polarisations) de la phase autour de  $\pi$ .

Dans cette simulation des erreurs d'épaisseur, il apparaît que l'effet sur les 11 couches de l'anti-reflet est assez faible. Nous pouvons supporter pour l'achromatisation une erreur aléatoire sur l'épaisseur des couches de 8 nm rms. Par contre contrairement au cas "Face Avant", ce sont les erreurs sur le miroir quart d'onde qui influent le plus sur le déphasage global. On peut y remédier en changeant le  $\lambda_0$  du miroir pour être compatible avec l'anti-reflet fabriqué juste avant sur le support de  $ZnSe$  utilisé dans nos trois exemples.

### 4.3.6 Discussion

Suite à l'idée de Frédéric Lemarquis de l'institut Fresnel (ENSPM - Marseille), il est apparu possible de faire un masque de phase achromatique à quatre quadrants sur une bande spectrale considérée de résolution de  $R=4$  à 6 environ. Ce dispositif est aussi applicable dans les interféromètres "nulleurs" du type DARWIN/TPF, soit directement avec l'utilisation du masque de phase couplé à l'imagerie directe par pupille densifiée (Boccaletti A. et al. 2000b), (Riaud P. et al. 2002). Mais aussi dans le cas plus classique à deux ou quatre télescopes pour obtenir le déphasage de  $\pi$ .

Les divers programmes d'optimisation sous IDL permettent de trouver facilement les configurations de couches adéquates. Il faut néanmoins noter que plus l'anti-reflet comportera de couches et plus le programme à besoin d'itérations pour trouver le meilleur anti-reflet possible. Enfin des simulations annexes permettent de voir le comportement de l'empilement trouvé aux erreurs de surface et aux erreurs d'épaisseurs pendant la fabrication ainsi que l'effet du rapport F/D de l'instrumentation devant le dispositif déphasant.

Des limitations apparaissent néanmoins : l'écart obtenu par rapport à  $\pi$  est pour l'instant relativement important de l'ordre de  $5.10^{-3}$  radian rms dans le meilleur des cas en incluant en bande N, les erreurs d'épaisseur. Aussi, ce dispositif n'est utilisable que pour des angles d'incidences assez faibles ( $< 10^\circ$ ) du fait des différences de déphasage entre les deux polarisations.

Une étude complète sur les divers dispositifs d'achromatisation a été demandée par l'ESA en Juin 2002. L'achromatisation par réflexion apparaît dans cette étude avec les dispositifs par transmission étudiés dans la section précédente ainsi que l'utilisation du CIA. Ce dernier dispositif est actuellement le plus intéressant car il offre l'achromatisation totale par passage au foyer d'un miroir ou d'une lentille (Gay J. & Rabbia Y. 1996 ).

## 4.4 lame déphasante $\lambda/2$

Je finis ce chapitre présentant les dispositifs achromatiques, par une solution très simple: les lames demi-onde ( $\lambda/2$ ). Cette solution est une version simplifiée des dispositifs par transmission présentés au début de ce chapitre et possède donc une largeur spectrale utilisable plus limitée.

Il existe deux types de lames  $\lambda/2$  du commerce:

le cas simple d'une lame composée d'un seul matériau: du Quartz, et le second cas un couple de matériaux: généralement du Quartz et du  $MgF_2$ . A cause de sa biréfringence, le Quartz possède deux indices différents selon les états de polarisation :  $n_o$  pour l'indice ordinaire et  $n_e$  pour l'indice extraordinaire. Une compensation sommaire de la phase est possible grâce à la dispersion différentielle entre les deux indices. Si on tourne deux quadrants de  $90^\circ$ <sup>(1)</sup>, le déphasage devient finalement pour les deux polarisations:

$$\frac{2\pi}{\lambda} \cdot (n_o(\lambda) - n_e(\lambda)) \cdot e = \pi \rightarrow (n_o(\lambda) - n_e(\lambda)) \cdot e = \lambda/2 \quad (4.14)$$

Pour des lames composées par du Quartz, on trouve ainsi une épaisseur qui minimise la phase autour de  $\pi$  de l'ordre de  $330 \mu m$ . Cette achromatisation n'est que partielle, du fait de la faible dispersion des deux indices du Quartz. Il faut noter que par construction les plaques ont une précision sur l'épaisseur de l'ordre de 1 micron. On a donc un écart de  $\pm 2^\circ$  soit  $\pm 3.5 \cdot 10^{-2}$  radian PTV pour une résolution spectrale  $R=12$ .

Une achromatisation plus poussée peut être réalisée avec les lames demi-ondes comportant deux matériaux biréfringents différents, le Quartz et le  $MgF_2$ . Dans ce dernier cas on obtient un  $\sigma$  de 0.1 radian pour  $R=2$  (Voir Figure 4.25). On doit rechercher les épaisseurs  $e_a$  et  $e_b$  avec quatre indices différents:  $n_o^a(\lambda)$  et  $n_e^a(\lambda)$  pour l'indice ordinaire et extraordinaire du Quartz et  $n_o^b(\lambda)$  et  $n_e^b(\lambda)$  pour l'indice ordinaire et extraordinaire du  $MgF_2$ . On doit donc minimiser l'expression suivante (voir Eq 4.15) pour la bande spectrale considérée.

$$(n_o^a(\lambda) - n_e^a(\lambda))_{Quartz} \cdot e_a - (n_o^b(\lambda) - n_e^b(\lambda))_{MgF_2} \cdot e_b - \lambda/2 = 0 \quad (4.15)$$

Le schéma suivant, nous montre l'effet d'un 4 quadrants constitué par des lames demi-ondes comportant deux matériaux sur une lumière incidente non polarisée.

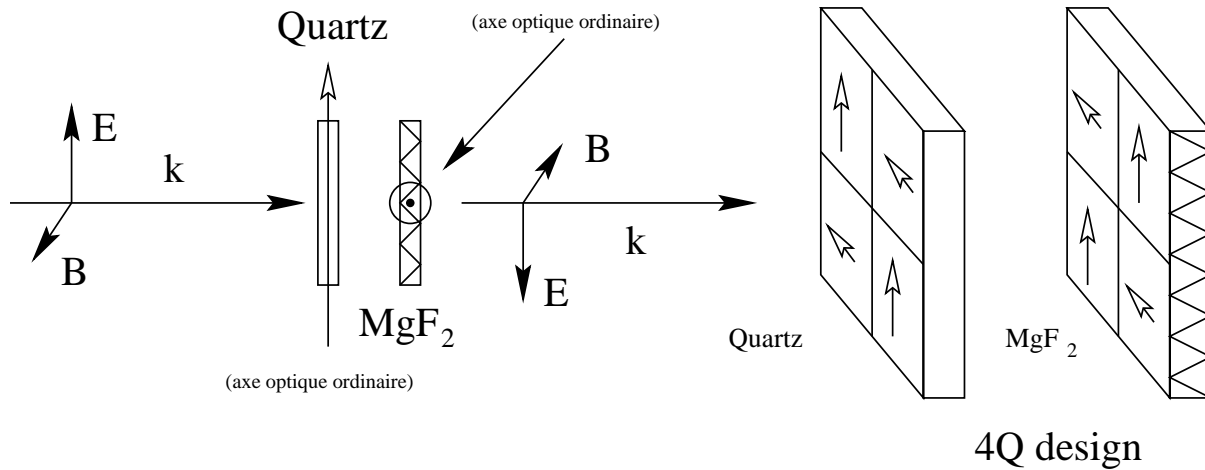


Figure 4.23: Action des lames demi-ondes du commerce constituées par deux matériaux différents cristallins: du Quartz et du  $MgF_2$ . A gauche, l'action sur une onde incidente polarisée. A droite, le design optique correspondant pour le 4 Quadrants.

(1): Le vecteur  $\vec{E}$  tourne de  $180^\circ$  quand on tourne les quadrants de  $90^\circ$ .

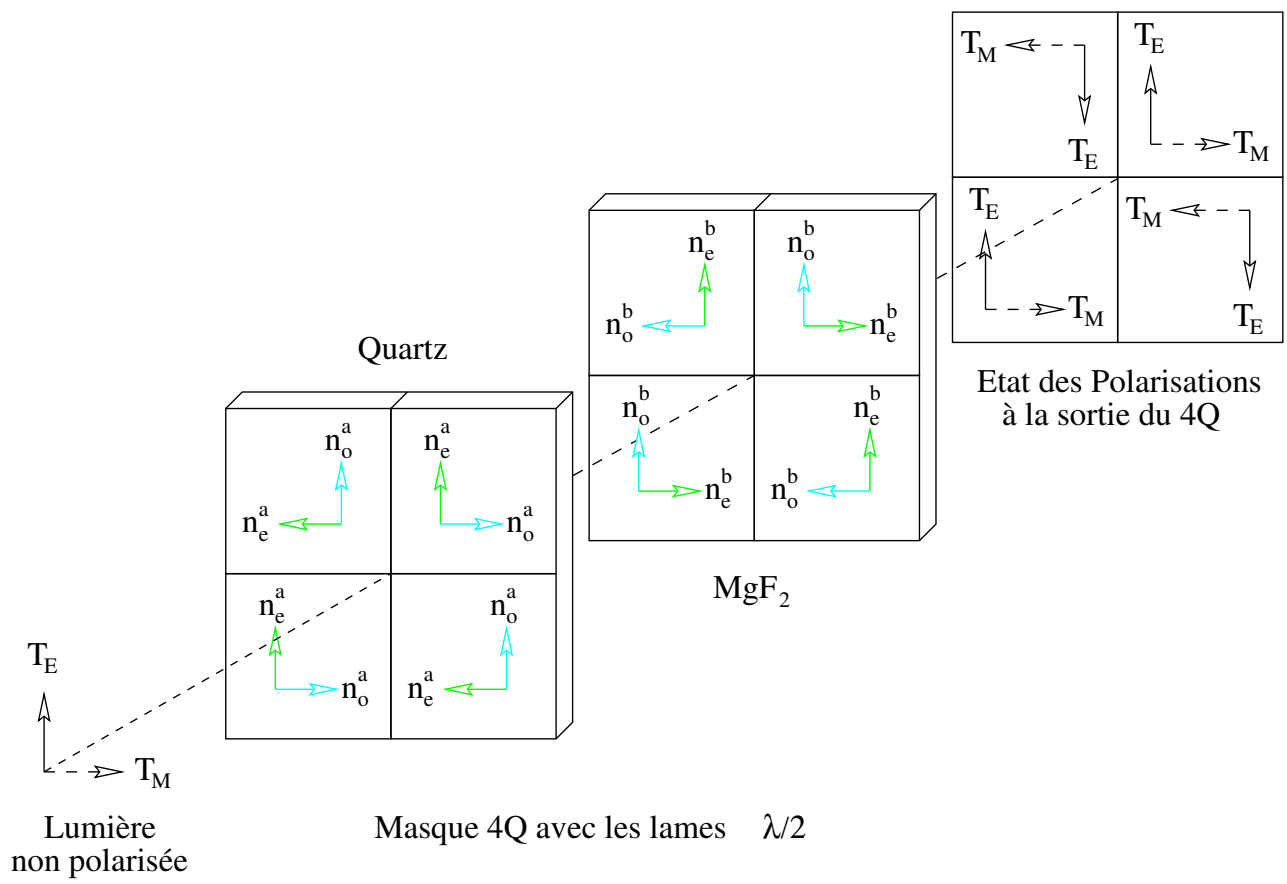


Figure 4.24: Etat des deux polarisations  $T_M$  et  $T_E$  après un masque 4 Quadrants, constitué de lames demi-onde dont deux sont tournées à  $90^\circ$ . A la sortie on se retrouve bien en opposition de phase entre deux quadrants adjacents.

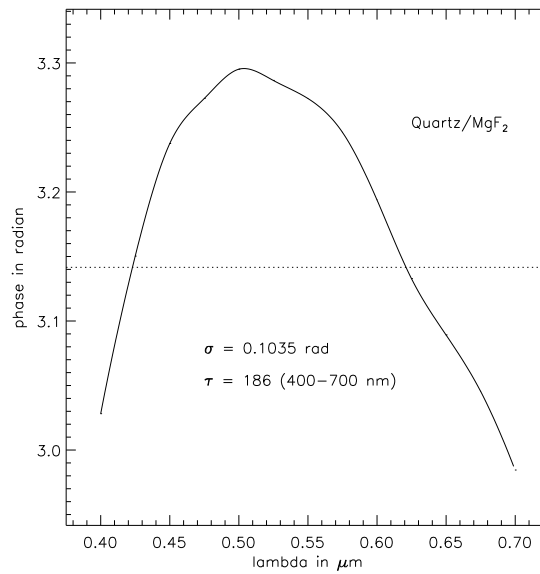


Figure 4.25: Exemple d'achromatisation avec des lames demi ondes du commerce (Quartz/ $\text{MgF}_2$  – Coherent).

Pour une utilisation au sol avec une optique adaptative classique du type NAOS cela semble suffisant, car les résidus de phase après une optique adaptative sont souvent plus importants ou du même ordre de grandeur. Cette voie semble donc intéressante pour faire un essai au sol, mais des problèmes d'intégration importants avec les optiques adaptatives actuelles comme NAOS au VLT (ajout du masque dans CONICA) ou PUEO au CFHT (ajout du masque dans Grif) restent à résoudre pour la mise en place du composant achromatique.

## 4.5 Conclusion

Dans ce présent chapitre de thèse, j'ai développé des algorithmes de minimisation de la phase pour deux différents types d'achromatisation (en transmission et en réflexion) relatif aux masques de phase à 4 Quadrants. D'autres voies sont à l'étude comme les ZOG (Zero Order Grating) par Dimitri Mawet de l'Université de Liège (Mawet D. et al. 2002). Cette première étude a néanmoins démontré que l'achromatisation du déphasage de  $\pi$  semblait possible pour une largeur de bande de l'ordre de  $R=3$  à  $5$  avec un résidu sur la phase compris entre  $d\phi = 4.10^{-3}$  et  $d\phi = 8.10^{-3}$  radian rms. Cela implique que le taux de réjection sera de l'ordre de  $10^5$  sur l'énergie totale soit près de  $10^6$  sur le pic maximum (si on reprend le rapport 10 déterminé sur le banc coronographique entre la réjection totale sur le maximum des résidus). Ces valeurs sont suffisantes en infrarouge thermique pour la détection des planètes telluriques autour des étoiles proches avec des instruments du type DARWIN/TPF. Concernant le cas d'un coronographe visible, le taux de réjection sera très nettement insuffisant pour la détection d'exo-planètes, à cause de la différence de magnitude élevée ( $\Delta m > 18$ ).

La voie d'achromatisation par transmission avec des matériaux diélectriques semble assez difficile à mettre en oeuvre pour la réalisation du masque de phase car la précision nanométrique à obtenir sur la différence de marche semble difficile à atteindre. Concernant par contre la solution par réflexion, celui-ci semble plus prometteur, mais une inconnue existe néanmoins sur la possibilité de rattraper les erreurs des épaisseurs en direct pendant le processus de dépôt des couches minces.

Enfin, il est intéressant de noter que les instruments au sol ne nécessitent qu'une achromatisation faible pouvant être obtenue par exemple avec de simples lames demi-ondes. Ceci est possible du fait que contrairement aux instruments spatiaux le rapport de Strehl est sensiblement dégradé par la turbulence atmosphérique même corrigé par les optiques adaptatives. Cela a donc pour effet de relâcher les contraintes d'achromatisation de la phase sur les masques coronographiques utilisés sur un télescope au sol. Cette voie est par exemple très intéressante pour le projet VLT-PF de l'ESO.

# Chapitre 5

## Coronographie sur le NGST

### 5.1 Présentation du NGST

En octobre 2001, un consortium regroupant les Européens sous l'égide de l'ESA se crée pour pouvoir proposer un instrument sur NGST opérant dans l'infrarouge thermique entre  $5 - 28\mu m$ . Les instituts français montrent leur intérêt pour le développement du module imagerie, les Anglais et les Ecossais pour le module spectroscopie à moyenne résolution. Le P.I est Gilian Wright de l'Observatoire d'Edinburgh (Ecosse) Le P.I de l'imageur est Pierre-Olivier Lagage du CEA/SaP. Une équipe regroupant donc le SaP (P-O Lagage, Didier Dubreuil, Philippe Galdemard), le LAM de Marseille pour la mécanique de la roue, et l'Observatoire de Meudon pour la partie coronographie a donc été sollicitée pour la réalisation de l'imageur MIRI (Middle Infra-Red Imager).

Nous sommes actuellement à la fin de la Phase A, celle-ci a duré 9 mois au cours desquels le concept optique a beaucoup évolué pour tendre vers une solution simplifiée qui sans renier les performances a permis de satisfaire les critères de spécification (poids, volume, coût, fiabilité, etc ...). La partie coronographique a été longue à mettre en route pour plusieurs raisons:

- choix du concept coronographique
- évaluation des performances possibles
- évaluation des problèmes techniques

Je présenterai donc ces différents aspects dans cette partie de la thèse. La NASA a choisi le design optique du télescope le 10 Septembre 2002, lors de la réunion de la fin de Phase A à l'ESTEC. Le choix c'est porté sur le design de TRW. Nous y reviendrons plus en détail dans la partie simulation numérique. Maintenant présentons l'instrument MIRI dans son ensemble.

### 5.2 Présentation de l'instrument MIRI

L'instrument MIRI sera composé de trois fonctionnalités:

- imagerie  $5 - 28\mu m$  sur un champ de  $1.7' * 1.5'$
- spectroscopie à basse résolution  $R \approx 80$  entre  $5 - 12\mu m$
- un coronographe (Lyot + 4Q et/ou CIA)

#### 5.2.1 Schéma optique du module d'imagerie

Le système optique peut encore évoluer, mais dans tous les cas les changements seront minimes. Il est aussi possible d'inclure un module coronographique de type CIA (Gay J. & Rabbia Y. 1996), une place a été réservée dans ce sens dans le concept actuel du plan focal du NGST.



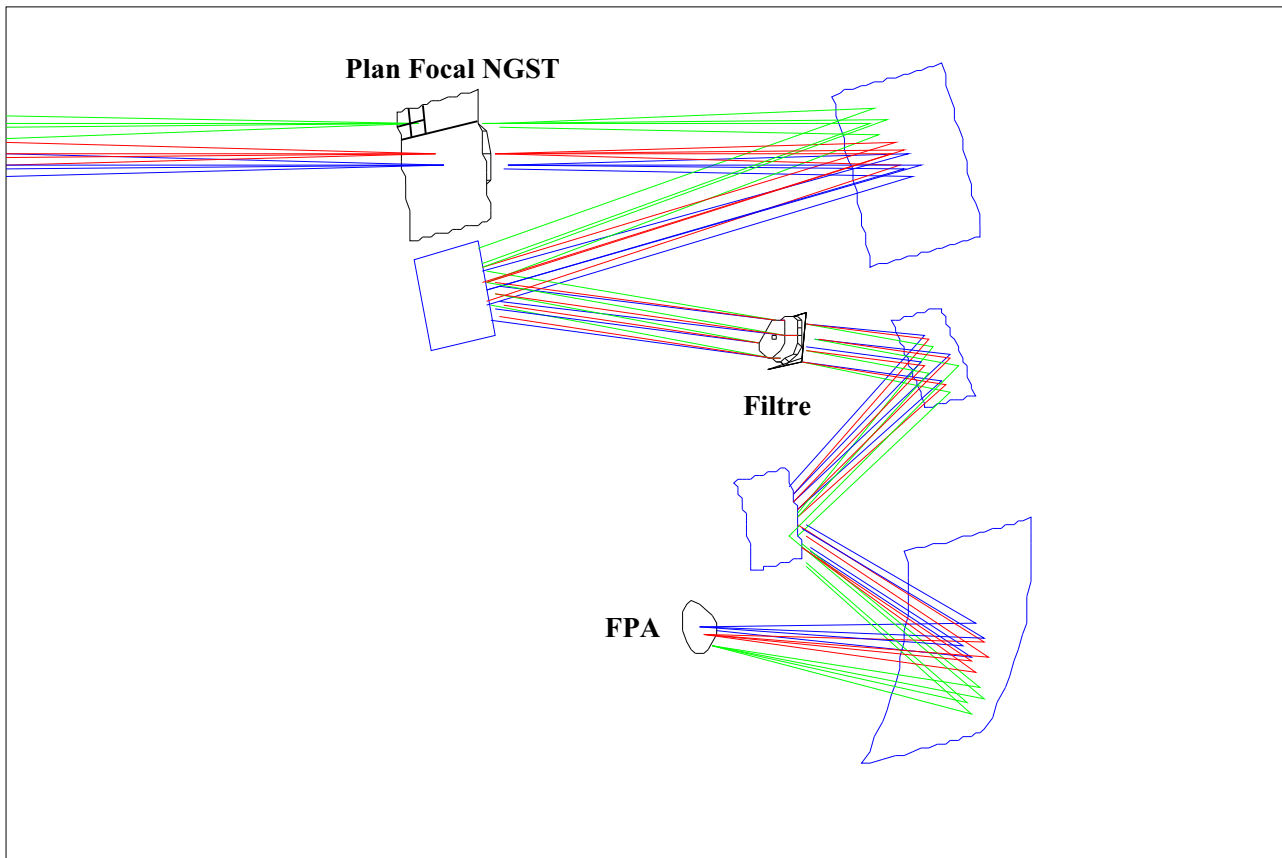


Figure 5.1: Schéma optique de l'instrument MIRI. représentation 3D de l'ensemble MIRI avec la partie coronographe. Le 4Q est dans le plan focal NGST, représenté par une croix. En bleu les cinq miroirs de MIRIM.

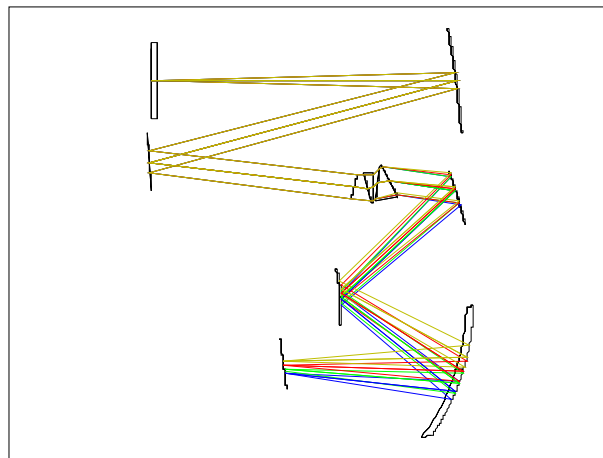


Figure 5.2: Présentation du module spectroscopique à basse résolution constitué de deux prismes (Ge/ZnS) qui permet ainsi d'obtenir une déviation nulle du faisceau à la sortie du spectrographe.

### 5.2.2 Développement du module coronagraphique

La priorité de l'équipe coronagraphique qui s'est constitué autour de Daniel Rouan, est de tester un prototype de coronographe à quatre quadrants fonctionnant autour des  $5 \mu m$ . Après les développements importants sur le banc coronagraphique en visible, il reste à valider le concept dans l'infrarouge. De nouveaux problèmes apparaissent:

- source lumineuse de faible dynamique
- détecteur ayant un bruit important (lecture et thermique)
- masque et diaphragme de Lyot cryogéniques

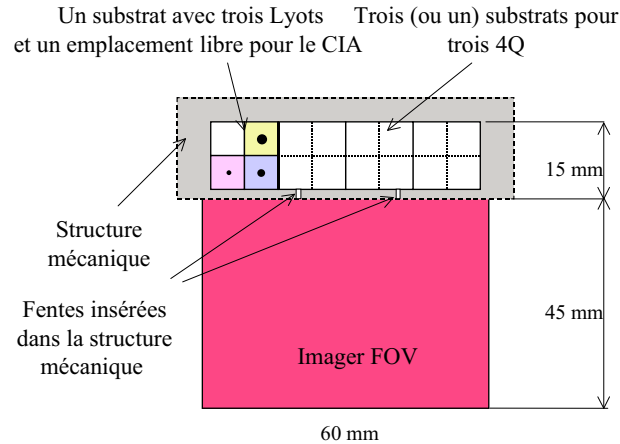


Figure 5.3: Schéma de principe, du plan focal de MIRI avec une partie du champ réservée pour les masques coronagraphiques et les fentes pour le module spectroscopique à basse résolution.

Concernant l'élaboration du module coronagraphique nous nous sommes attachés à déduire les performances du coronographe à 4 Quadrants dans le cadre instrumental du NGST, tout en cherchant à simplifier le plus possible le composant coronagraphique. Ainsi, après moult simulations, il est apparu que l'utilisation d'un masque simple monochromatique travaillant sur une bande étroite ( $R=10$ ) serait suffisant pour entreprendre la détection d'exo-planètes du type Jupiter et des naines brunes. La pupille du NGST sera composée de segments, imposant de nouvelles aberrations comme les pistons et les tip-tilts différentiels entre les segments en plus des erreurs de surface classiques. Cette somme d'aberrations dégrade de façon relativement importante les potentialités en coronagraphie de l'instrument. A partir des simulations numériques, nous indiquerons les taux de réjection attendus.

Deux concepts optiques étaient à l'étude du côté américain:

- 6 pétales quasi-circulaires (Lockheed Martin)
- 36 hexagones (TRW)

Nous avons "misé" sur le premier cas pour deux raisons importantes:

- Simplicité technique plus importante dans le cas de Lockheed
- Bord quasi-circulaire, et donc qualité de la PSF

La pupille Lockheed est bien meilleure du point de vue de la qualité d'image pour le mode imagerie, mais aussi pour le mode coronagraphique, car on est très proche de la pupille circulaire, forme optimale pour le coronographe à 4 Quadrants. En contre partie la pupille TRW présente une obstruction centrale dont la forme hexagonale est moins gênante pour le coronographe à 4 Quadrants. Si on se place dans le cas d'une pupille parfaite sans aberration, les réjections totales maximales que l'on peut avoir sur les deux pupilles sont de  $\approx 180$  pour la Lockheed et seulement  $\approx 56$  pour la TRW pour les deux cas sans diaphragme de Lyot optimisé. Avec un diaphragme optimisé, le taux de réjection globale monte à 285 pour le TRW. Cette optimisation du diaphragme, a l'inconvénient de diminuer le flux de 36.6%. Une optimisation optimale du 4Q nécessiterait en fait dans le cas TRW, de circulariser la pupille d'entrée. Ceci pourrait être fait sur une pupille de reprise dans le chemin optique de l'instrument. Une telle opération nécessiterait

une prise de décision au niveau de la NASA, qui a malgré tout peut de chance d'aboutir, ou que la géométrie de la pupille TRW change radicalement.

Les figures suivantes, montrent les pupilles et les PSF associées dans les deux cas (Lockheed/TRW).

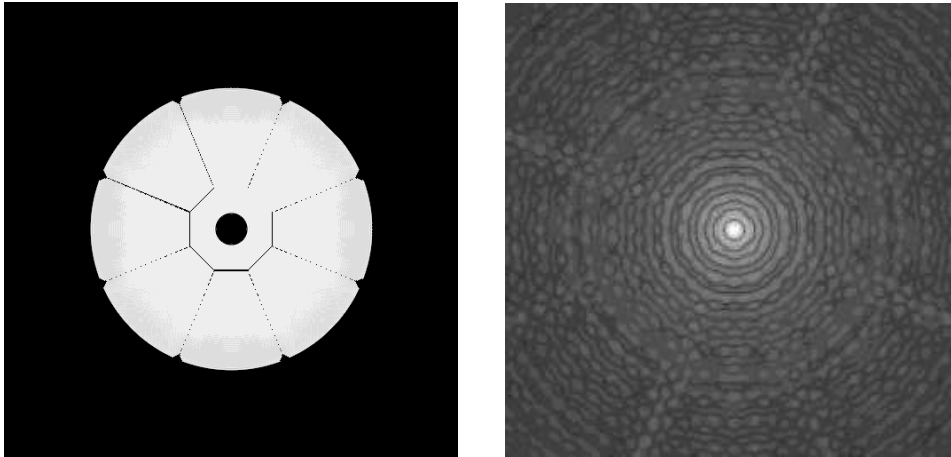


Figure 5.4: A gauche: la pupille de NGST composée de 6 pétales et un bord quasi-circulaire. A Droite la PSF obtenue avec ce type de géométrie (le contraste n'est pas lineaire, puissance 0.1, pour bien faire ressortir les anneaux secondaires).

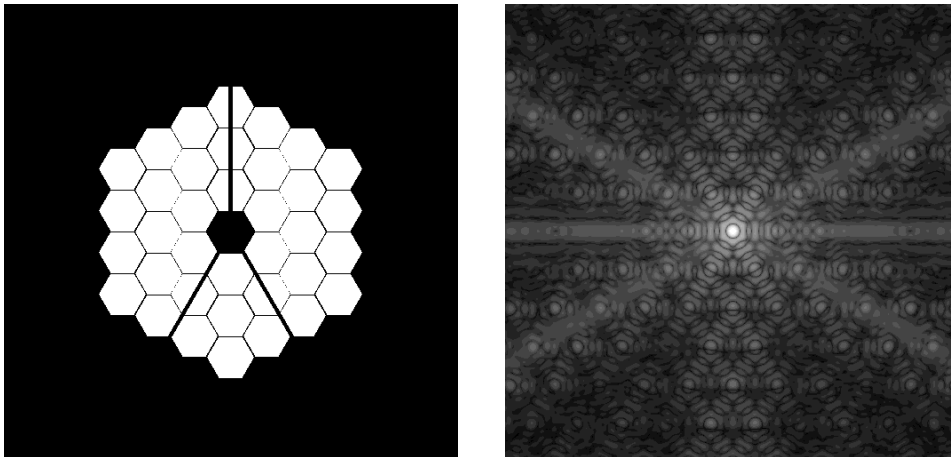


Figure 5.5: A gauche: la pupille de NGST composée de 36 hexagones (pupille du type Keck). A Droite la PSF obtenue avec ce type de géométrie (à la puissance 0.1).

Lors de la réunion de fin de phase A c'est la pupille de TRW qui a été choisie, je présenterai donc les resultats de simulation relatifs a ce design. En fait, nous avons plutôt "misé" sur la pupille de Lockheed-Martin a priori plus favorable. Les premières simulations avaient donc été faites avec celle-ci.

## 5.3 Les Objectifs scientifiques

Le NGST avec les instruments MIRI et MIRSPEC seront des instruments tout particulièrement dédiés à l'étude de la formation et l'évolution des galaxies à grand décalage vers le rouge (typiquement  $Z=1-20$ ). Les observations du satellite ISO dans l'infrarouge moyen ont déjà pu distinguer les différents types de galaxies comme les galaxies actives ou celles présentant des sursauts de formations stellaires importantes "starbursts". Le NGST permettra ainsi de sonder avec une bien meilleure sensibilité ce type de galaxies à des  $Z$  plus élevés, mais aussi du fait de sa résolution améliorée avoir des informations spectroscopiques basse et moyenne résolution sur les galaxies détectées par ISO. Le remplaçant d'ISO sera le satellite américain SIRTf, celui-ci sera légèrement plus performant que son prédécesseur, mais du fait de la taille réduite du miroir primaire ( $\approx 80\text{cm}$ ) il sera limité en sensibilité et en résolution angulaire. Le NGST avec un miroir de 7 m de diamètre présentera un gain important sur ces domaines par rapport aux anciennes générations de satellites. La résolution angulaire du NGST ( $\lambda/D = 0.16''$  à  $5\mu\text{m}$ ), ce qui correspond par exemple à 60 AU pour un objet situé à 100 pc) sera un atout important pour l'étude détaillée de la formation stellaire. La spectroscopie dans les bandes de PAH par exemple autour des  $9 - 11\mu\text{m}$  ou de la raie  $H_2 S(1)$  à  $17.03\mu\text{m}$  donneront des informations thermodynamiques sur les gaz et poussières présents autour de ces étoiles jeunes.

### 5.3.1 recherche des disques circumstellaires

L'étude des environnements circumstellaires (Augereau J.C. et al. 2001) autour d'étoiles plus évoluées que le cas précédent ainsi qu'autour des étoiles de la séquence principale sera un programme important nécessitant l'utilisation d'un coronographe. En effet, l'étoile centrale domine et l'émission du disque même en infrarouge thermique est généralement indétectable, sauf pour quelques cas comme  $\beta$  Pictoris (Mouillet D. et al. 1997) où le disque de débris est très important. La très bonne sensibilité du NGST couplé à un coronographe performant sera en mesure de détecter des disques très faibles pouvant aller à  $10^{-5}$  du flux stellaire. Une étude complète des disques exo-zodiacaux autour des étoiles proches ( $< 25\text{pc}$ ) permettra d'avoir des informations sur leur intensité et ainsi connaître les limitations de la détection de planètes de type tellurique autour de ces étoiles avec les missions TPF/DARWIN (Léger A. et al. 1996; Angel J.R.P & Woolf N.J. 1997).

L'étude des environnements des noyaux actifs de galaxie proche ( $\approx 17\text{Mpc}$ ) nécessite aussi l'usage d'un coronographe. Parce que la résolution angulaire est plus faible en infrarouge thermique, il est nécessaire d'avoir un système coronographique pouvant sonder au plus proche de la source "aveuglante". Le 4Q ou le CIA sont particulièrement bien indiqués pour ce type d'opération.

### 5.3.2 recherche d'exo-Jupiters

Après moult simulations, il est apparu que l'on pouvait aussi détecter avec cet instrument des naines brunes (Allard F. 1998; Burrows A. et al. 1998) et aussi des exo-planètes (Burrows C.J. et al. 1997; Sudarsky D. et al. 2000). Cette recherche nécessite un coronographe très performant sur le plan du taux de réjection possible mais aussi pouvant sonder très près de l'étoile mère. Les concepts coronographiques de type masque de phase comme le 4Q ou de type interférométrique comme le CIA sont les mieux adaptés dans ce contexte. Nous verrons que les caractéristiques de l'instrument limitent la détection à des exo-planètes jeunes (300-1000K) proches de leur étoile ( $> 1$  AU) pour les masques opérants à  $5 - 10\mu\text{m}$  ou froides du type Jupiter (170 K) mais assez lointaine de l'ordre de 5-15 AU pour pouvoir les détecter avec un masque à  $15 - 22\mu\text{m}$ . Les simulations numériques suivantes montrent différents cas de planètes pour les trois masques coronographiques proposés.

## 5.4 Simulations numériques

### 5.4.1 Présentations des hypothèses de départ

Les simulations présentées ici permettent d'appréhender les effets des différents défauts que peut générer le télescope. Le NGST présentera des imperfections dues notamment aux défauts de polissage, aux problèmes des pistons et tip-tilts entre les segments. Cela a des effets sur les taux de réjection du coronographe. Enfin, le point le plus néfaste dans la coronographie spatiale se sont les erreurs de pointage qui limitent la détectabilité des sources faibles. Un calcul final de détectabilité sera alors proposé pour différents types de planètes (jeunes et vieilles, donc respectivement chaudes et froides) avec les caractéristiques moyennes du télescope.

Je montre maintenant les différents facteurs de dégradation. On peut les classer dans l'ordre suivant suivant la dégradation du taux de réjection.

- Erreurs de polissage du miroir (pour le HST on a 20 nm rms)
- Erreurs de pistons et de tip-tilts différentielles entre segments
- Erreurs de pointage (les spécifications du NGST sont de 5 à 10 mas rms)

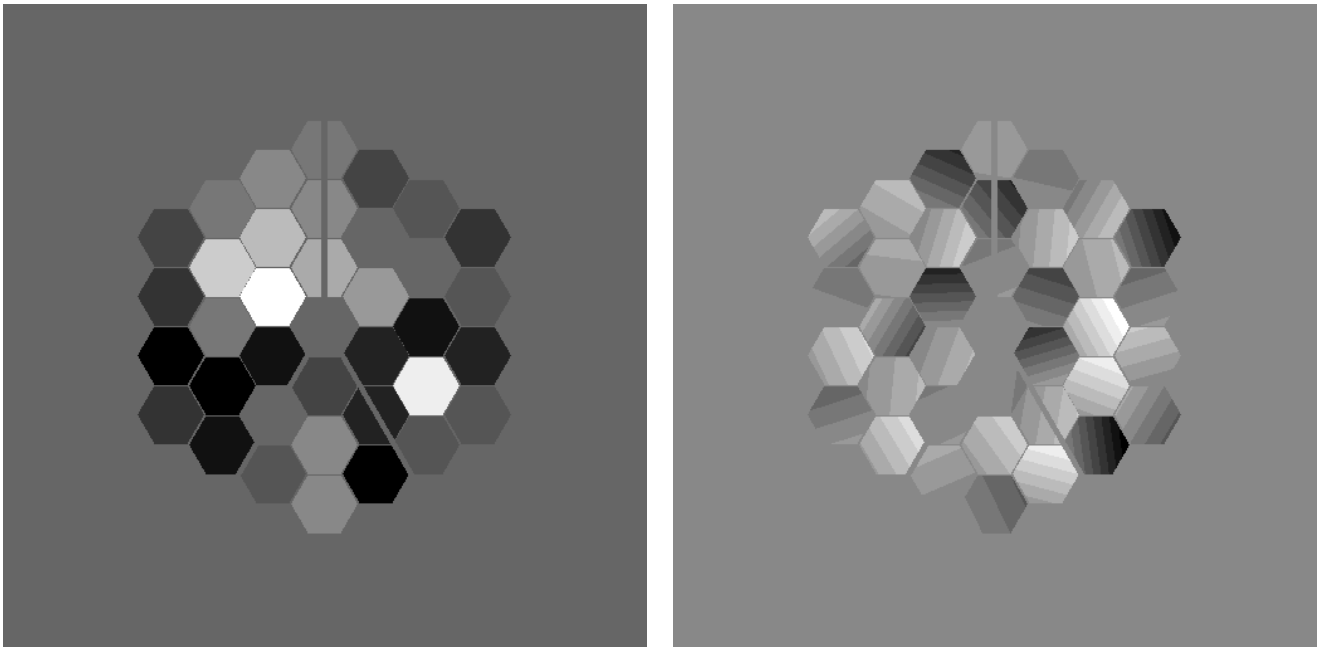


Figure 5.6: Les deux figures montrent dans le plan pupille, l'action des deux premiers types d'erreurs à savoir : à gauche le piston différentiel, et à droite l'effet du tip-tilt entre les segments.

### 5.4.2 Etude des facteurs de dégradation

Je vais faire une analyse complète des trois facteurs de dégradation cités plus haut. Il faut tenir compte en plus du fait que le masque aura une taille finie de  $13\text{ mm} \times 13\text{ mm}$  dans les simulations numériques. Ici je me place tout d'abord dans le cas monochromatique pour des raisons évidentes de temps de calcul. J'analyserai ensuite l'effet du chromatisme, vérifiant sa conformité avec les calculs présentés dans le chapitre 2. Le NGST doit être limité par la diffraction à  $2\mu\text{m}$  (80% de Strehl) soit  $\lambda/14$  rms (143 nm rms) selon le critère de Maréchal. Je ferai donc une étude des différentes aberrations pour des valeurs comprises entre 0 et 150 nm rms, avec pour chaque point de mesure une moyenne sur 30 images différentes, sauf pour les

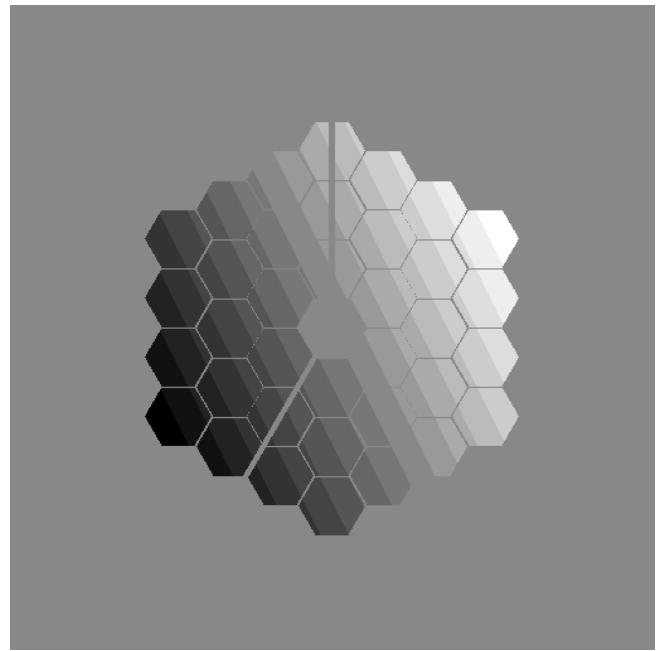
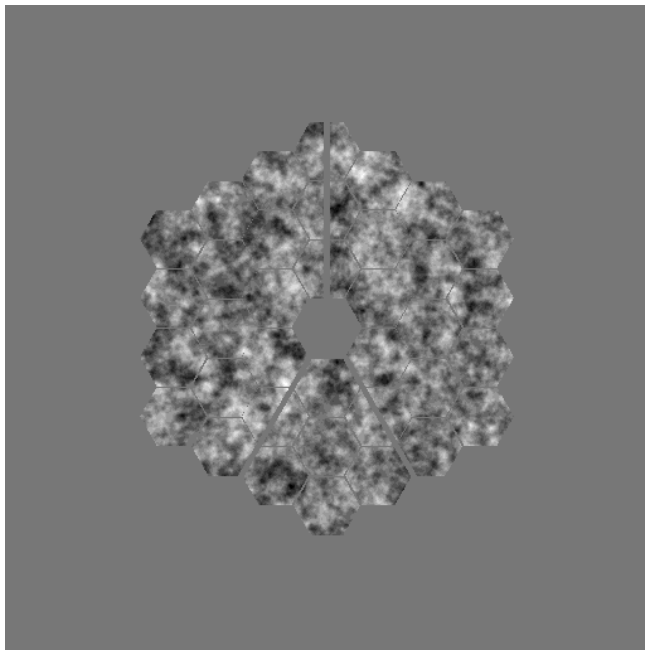


Figure 5.7: A gauche, la pupille avec les erreurs de surface du miroir. A droite, l'effet d'un dépointage en plan pupille: on constate un basculement du plan d'onde.

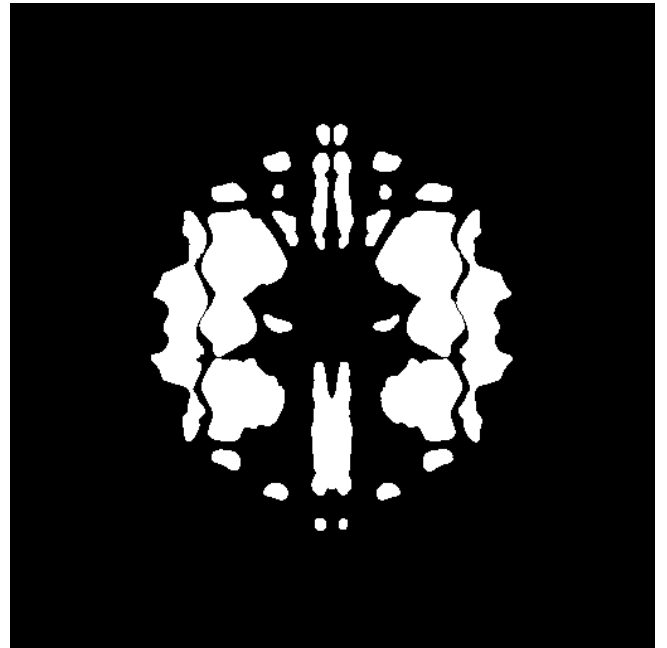
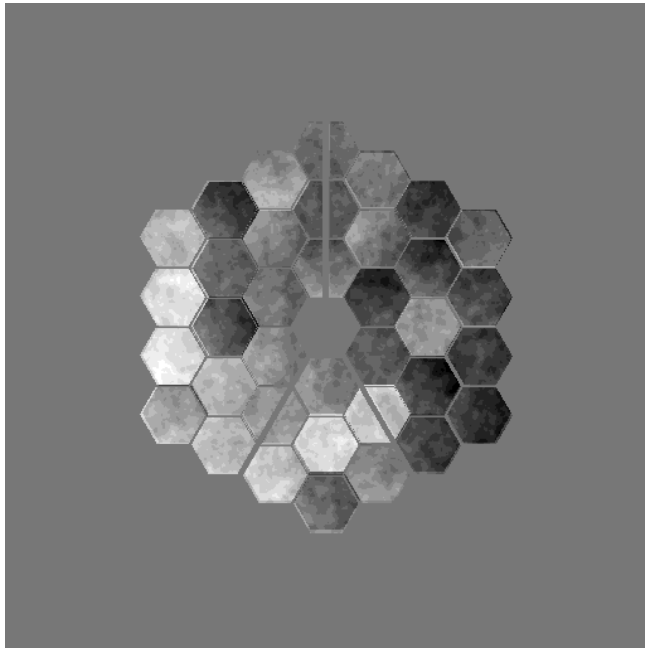


Figure 5.8: A gauche: la somme de toutes les aberrations au plan pupille. A droite, Le diaphragme de Lyot utilisé dans la simulation numérique.

erreurs de pointage où chaque point de mesure est une moyenne de 100 poses pour des valeurs comprises entre 3 mas et 15 mas.

**Effet des interstices entre les segments.** Les pupilles segmentées présentent souvent des interstices entre les segments. Cela limite le taux de rejection coronographique, car les coronographes rejettent la lumière à l'extérieur des bords des segments donc dans la pupille géométrique du télescope. Je présente dans le graphique suivant (voir Figure 5.9), l'effet des interstices entre les 36 segments du télescope, pour des valeurs comprises entre 0 et 2 cm.

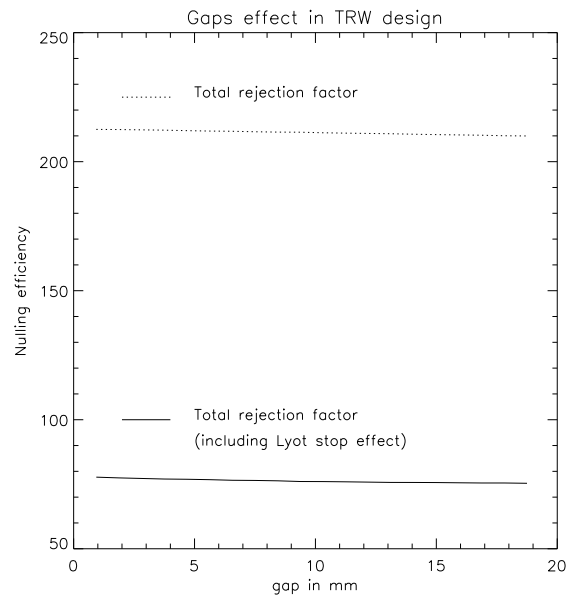


Figure 5.9: Je présente ici l'effet des interstices entre les hexagones. Pour chaque simulation, j'optimise le diaphragme de Lyot. La courbe du haut montre le taux de rejection obtenu à la sortie du coronographe, la courbe du bas tient compte de l'atténuation due au diaphragme pupillaire optimisé. L'effet semble faible.

**Les erreurs de surface** Généralement, pour une simulation des erreurs de surface, on déplace un écran de phase ayant les propriétés en fréquence des erreurs de polissage, j'ai choisi une autre approche légèrement différente. Le NGST sera placé au point de Lagrange L2, pour des raisons thermiques et mécaniques il y aura de faibles déformations des pièces optiques. Celle-ci devraient garder leurs statistiques de départs avec seulement une variation locale de leur amplitude. Je prends en compte donc dans la simulation numérique ces variations en multipliant par un écran aléatoire avec des propriétés statistiques gaussiennes l'écran de départ. Cette approche semble plus proche de la réalité au premier abord. Il sera intéressant de voir les différences entre les deux analyses.

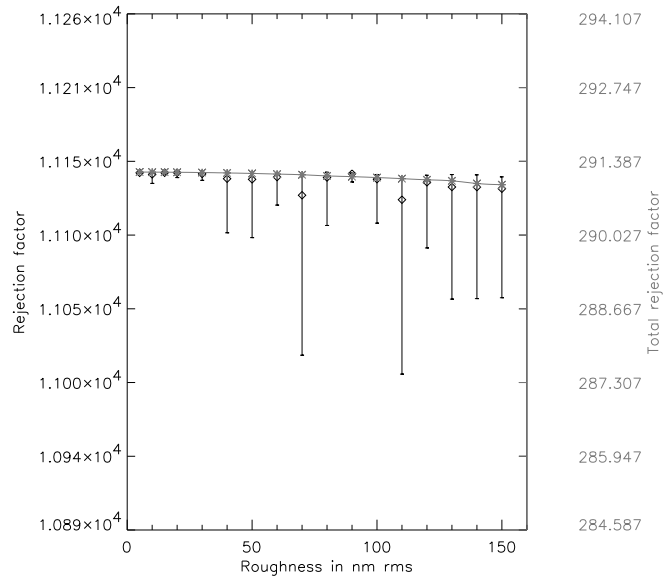


Figure 5.10: Les résultats des simulations concernant l'influence des erreurs de surface du NGST sur le taux de réjection maximum ( échelle de gauche et courbes de couleur grise) et total (échelle de droite). Chaque point de la courbe est une moyenne de 30 réalisations différentes, les barres verticales donnent le taux maximum et minimum obtenu sur les 30 réalisations. L'effet des erreurs de surface est négligeable avec le coronographe 4Q.

L'effet des erreurs de surface sur le taux de réjection reste très faible que cela soit pour la réjection totale ou sur le maximum. Dans ce dernier cas, on a une oscillation de l'ordre de 1% au maximum. Il faut noter que 150 nm d'erreur de phase à  $10\mu m$  correspondant à  $\lambda/66$ , ce qui est très faible.



**Les pistons et tip-tilts différentiels** L'analyse présentée ici dans le cadre de l'étude NGST, est très classique pour les miroirs du type segmentés. Une analyse équivalente sera faite dans le cadre des études TPF avec le même type de pupille dans le chapitre suivant.

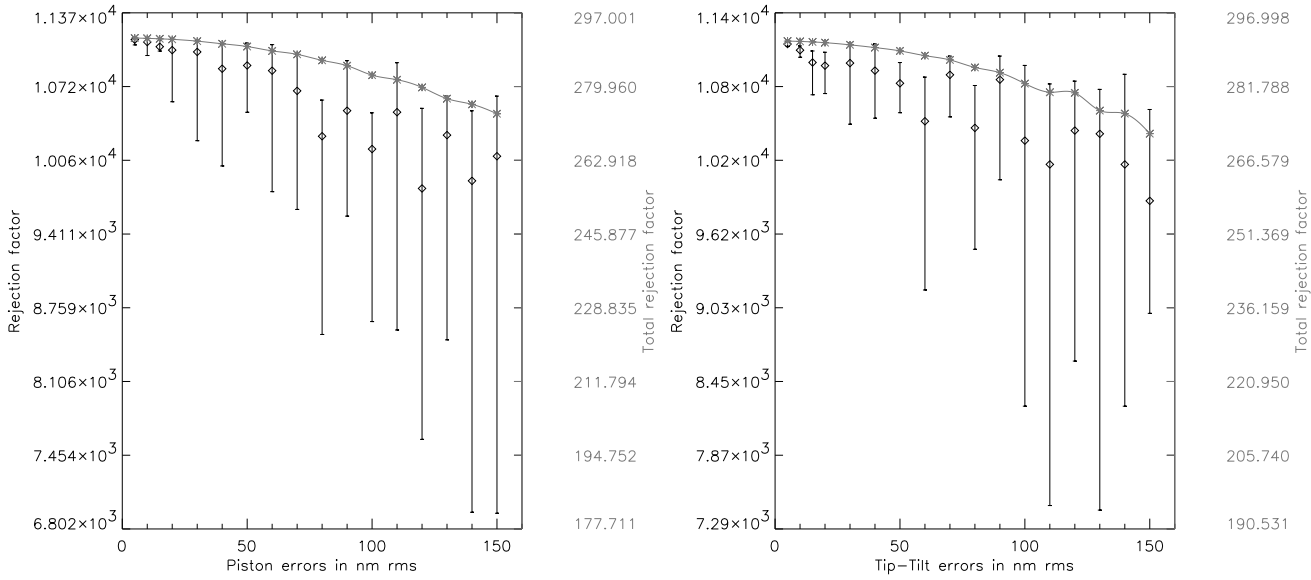


Figure 5.11: Résultats des simulations concernant l'influence des pistons (à gauche) et des tip-tilts (à droite) différentiels des segments du NGST sur le taux de réjection maximum (échelle de gauche) et total (échelle de droite). Chaque point de la courbe est une moyenne des 30 réalisations différentes.

Les effets des pistons et tip-tilts différentiels sont du même ordre de grandeur. On voit nettement un effet sur le pic résiduel avec une différence pouvant aller de plus de 37%. Par contre sur la réjection totale l'effet reste peu important avec moins de 8%.

Globalement les effets sur le taux de réjection restent faibles, pour les deux premiers types d'erreurs. Par contre il apparaît qu'après un traitement coronagraphique classique (soustraction d'une étoile de référence) ou bien après soustraction des quadrants opposés, le résidu de tavelures sera bien sûr beaucoup plus important à 150 nm qu'à 5 nm. Cela entraînera donc des problèmes de détection lorsque l'on est proche de l'étoile où ce résidu (tavelure) reste important malgré la soustraction. Nous étudierons ce problème plus en détail dans la section suivante.

**Les erreurs de pointage** Abordons ici le dernier problème: des erreurs de pointage.

C'est le point le plus limitant pour le facteur de réjection des dispositifs coronographiques.

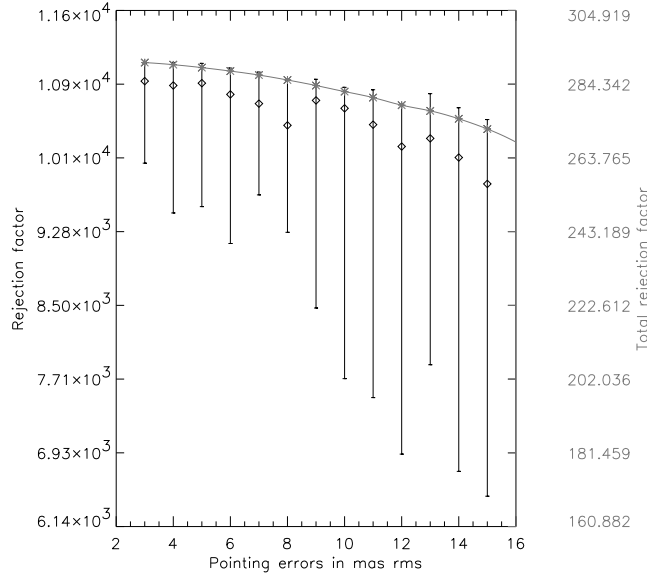


Figure 5.12: Résultats de la simulation des erreurs de pointage du NGST sur le taux de réjection maximum et total. Chaque point de la courbe est une moyenne ici des 100 images différentes.

Ces premiers résultats montrent des variations relativement faible sur le taux de réjection concernant les deux premiers types d'erreurs. Par contre, les variations dues au pointage sont très importantes jusqu'à 43% pour le pic maximum résiduel.

Il faut noter que ces résultats sont très sensibles avec le paramètre de forme de la pupille (les bords doivent être lisses). Ainsi que l'échantillonnage des simulations numériques, c'est pour cela que j'ai choisi des tableaux de  $2048 \times 2048$  assez large pour en premier lieu bien échantillonner la tache de diffraction ainsi que la pupille. Pour celle-ci nous avons une échelle de 1.875 cm/pixel. Par ailleurs une taille importante de tableaux est intéressante, car elle limitent les effets de repliement obligatoirement présents quand on utilise les algorithmes de "Fast Fourier Transform".

### 5.4.3 Effet du chromatisme

Les calculs précédents montrent bien que le taux de réjection total reste limité à environ 170 dans les conditions réalistes du NGST-TRW, et cette limitation autorise donc l'utilisation d'un masque monochromatique sur une bande passante pas trop large. Cela nous l'avons vu procure un avantage important concernant la réalisation du masque de phase, le chapitre précédent montrait la grande difficulté de cette entreprise. Si nous voulons utiliser un composant monochromatique sur NGST sans que celui-ci ne dégrade de plus de 10% le taux de réjection totale, et reprenant l'analyse du chromatisme faite dans le chapitre de présentation du 4Q avec  $\epsilon_\lambda = 0.2$ , nous obtenons ainsi, pour  $\tau = 285$  un  $R_{max} = 8.8$ . Nous réduisons donc la bande passante à  $R=10$ .

#### 5.4.4 Le bruit de tavelure

A la suite de l'analyse précédente il apparaît donc que la détection d'objets faibles comme les exo-planètes du type Jupiter ne sera pas possible directement à cause du niveau de résidu important des tavelures lié aux imperfections du front d'onde (sauf pour les objets chauds et assez éloignés angulairement de l'étoile). Il est cependant possible de recourir à un traitement additionnel comme la soustraction des quadrants opposés et/ou la soustraction d'une étoile de référence qui permet de diminuer notablement le résidu de tavelure.

Je vais donc présenter ici une étude de l'influence des trois facteurs précédents de dégradations sur le niveau des tavelures résiduel à  $10\ \mu\text{m}$ . Pour cela, je calcule l'écart type des images coronagraphiques simulées après avoir soustrait les quadrants opposés. Je ne passe pas par la soustraction d'une image de référence pour des raisons évidentes de temps de calcul. Néanmoins, une vérification dans un des cas particuliers ne montre pas de différences importantes entre les deux méthodes de soustraction.

Il faut cependant noter que la résolution angulaire à  $10\mu\text{m}$  avec un miroir primaire de 7 m de diamètre n'est que de  $\lambda/d = 0.3''$ . Or nous savons que si les étoiles proches possèdent des planètes, la majorité de celles-ci seront situées entre 0.2 et  $1.5\ \lambda/d$ . Pour des séparations angulaires aussi faibles la soustraction des quadrants atténue assez fortement le compagnon et nous aurons donc plutôt recours dans ces cas la à la soustraction d'une étoile de référence. Quoi qu'il en soit, on sera au final limité par le bruit des tavelures résiduel. Tous les profils présentés dans cette section sont normalisés au pic stellaire.

**Les erreurs de surface** Je rappelle que je ne translate pas le front d'onde sur la pupille pour simuler le changement lent des erreurs de surface sur les pièces optiques du télescope, mais je garde un modèle de front d'onde perturbé que je multiplie par un écran de bruit gaussien pour simuler les changements de la configuration entre chaque pose. Cela entraîne donc plus de tavelures fixes que la méthode avec la translation du front d'onde.

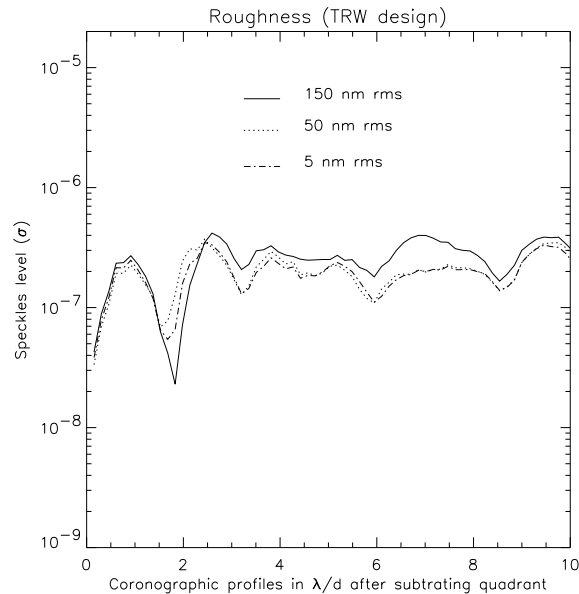


Figure 5.13: Résultats de l'écart type des tavelures résiduelles, pour trois amplitudes différentes (5,50,150 nm rms) d'erreur de surface sur la pupille. Les courbes sont issues d'une moyenne azimutale sur 30 images. On remarque que le niveau des tavelures est très bas, inférieur à  $10^{-6}$ .

**Les pistons et tip-tilts différentiels** Les simulations relatives aux pistons et tip-tilts différentiels, présentent des niveaux de tavelures plus élevés que le cas précédent concernant les erreurs de surface du miroir. Les différences entre les trois courbes sont très marquées. On remarque que l'effet du tip-tilt est légèrement supérieur au piston. La connaissance des temps caractéristiques de l'optique active sur le NGST sera un paramètre important pour une simulation plus fine de la détectabilité d'objets faibles.

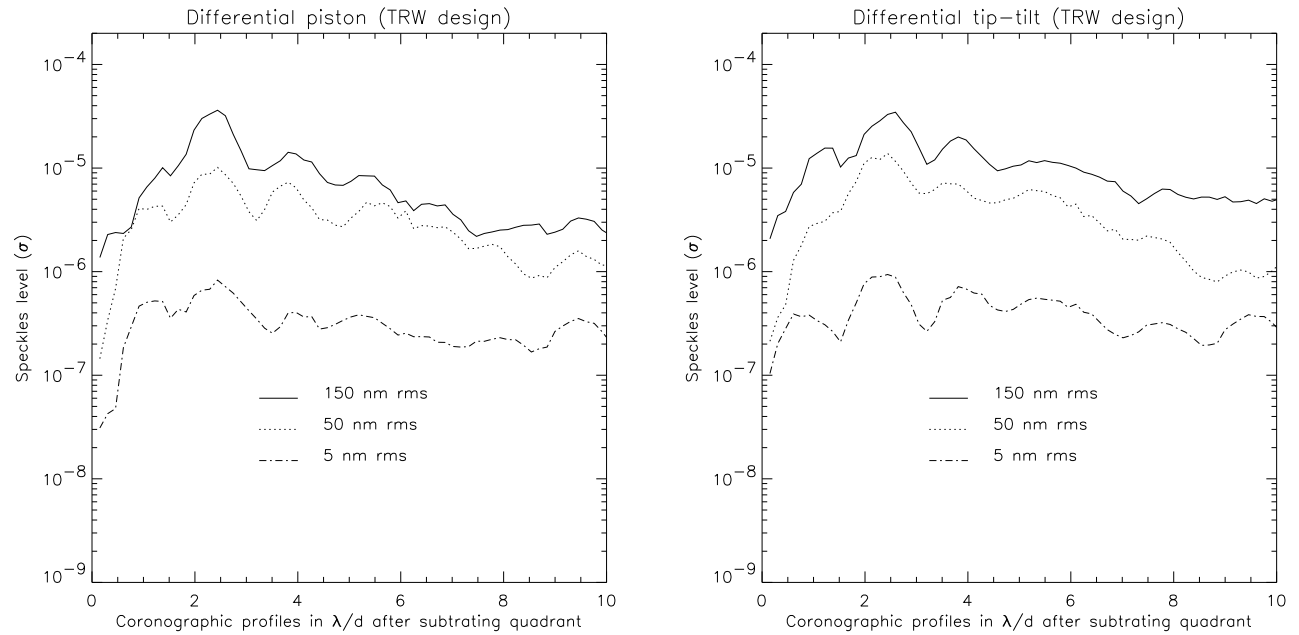


Figure 5.14: Résultats de l'écart type des tavelures résiduelles, pour toujours trois amplitudes différentes (5,50,150 nm). A gauche, les profiles correspondent à l'effet des pistons différentiels entre les segments. A droite, le cas des tip-tilts différentiels. Les courbes sont issues d'une moyenne azimutale sur 30 images.

**Les erreurs de pointage** Les tavelures résiduelles sont très sensibles aux erreurs de pointage. Même pour des erreurs de 3 mas rms, c'est le pointage qui apparaît comme le facteur occasionnant le plus de dégâts concernant la détectabilité des exo-planètes. La Figure 5.15, montre une variation importante sur le pic maximum entre 3 et 15 mas (facteur 5). On remarque que pour des séparations angulaires inférieures à  $\lambda/d$ , le gain de détectabilité dû à la soustraction d'une référence est faible avec un facteur de seulement 6 environ. Au delà, le gain sera plus important de l'ordre de 50 à 100. La spécification du NGST est de 5 mas rms actuellement, mais il semble que cela sera plutôt autour des 7 mas.

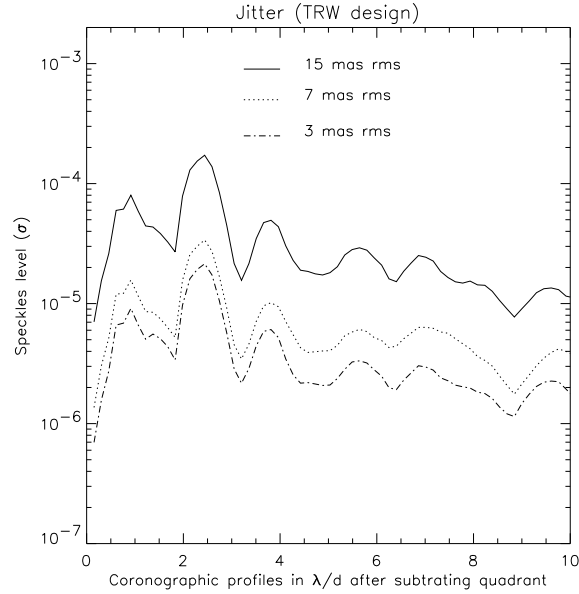


Figure 5.15: Résultats de l'écart type des tavelures résiduelles, pour trois erreurs de pointage différents (3,7,15 mas) rms. Les courbes sont issues d'une moyenne azimutales sur 100 images. Pour le NGST la valeur devrait se trouver autour des 7 mas rms

## 5.5 Détectabilité des exo-planètes autour des étoiles proches.

A partir de ces simulations coronagraphiques, je vais me placer dans un cas probable pour le NGST. Comme je l'ai dit précédemment les erreurs de pointage seront plutôt autour des 7 mas. Concernant la qualité de surface du miroir, le poli du HST est de 20 nm rms, les segments du NGST seront sûrement moins bien polis, du fait que ce télescope travaillera principalement en infrarouge, je prendrais donc la valeur de 50 nm rms. Il faut rappeler que le HST observait aussi en ultraviolet. Enfin pour les pistons et tip-tilts entre les segments une valeur autour de 50 nm rms semble réaliste, afin de ne pas trop pénaliser l'imagerie en proche infrarouge vers les  $2\mu m$ .

### 5.5.1 Simulation du profil résiduel

Je vais maintenant calculer un profil moyen des résidus coronagraphiques pour trois longueurs d'onde différentes : 5 - 10 - 20  $\mu m$ .

Je procéderai cette fois, par la soustraction de deux images différentes et non pas comme dans les calculs précédents par la soustraction des quadrants. Cela m'a permis de vérifier que les deux approches étaient équivalentes. La Figure 5.16 montre la simulation pour la longueur d'onde de 10  $\mu m$ .

La Figure 5.17 montre les trois profils calculés pour 5 - 10 - 20  $\mu m$ . Dans les mêmes conditions: 50 nm rms d'erreurs de surface, 50 nm rms de piston et tip-tilt différentiels, et 7 mas rms d'erreurs de pointage.

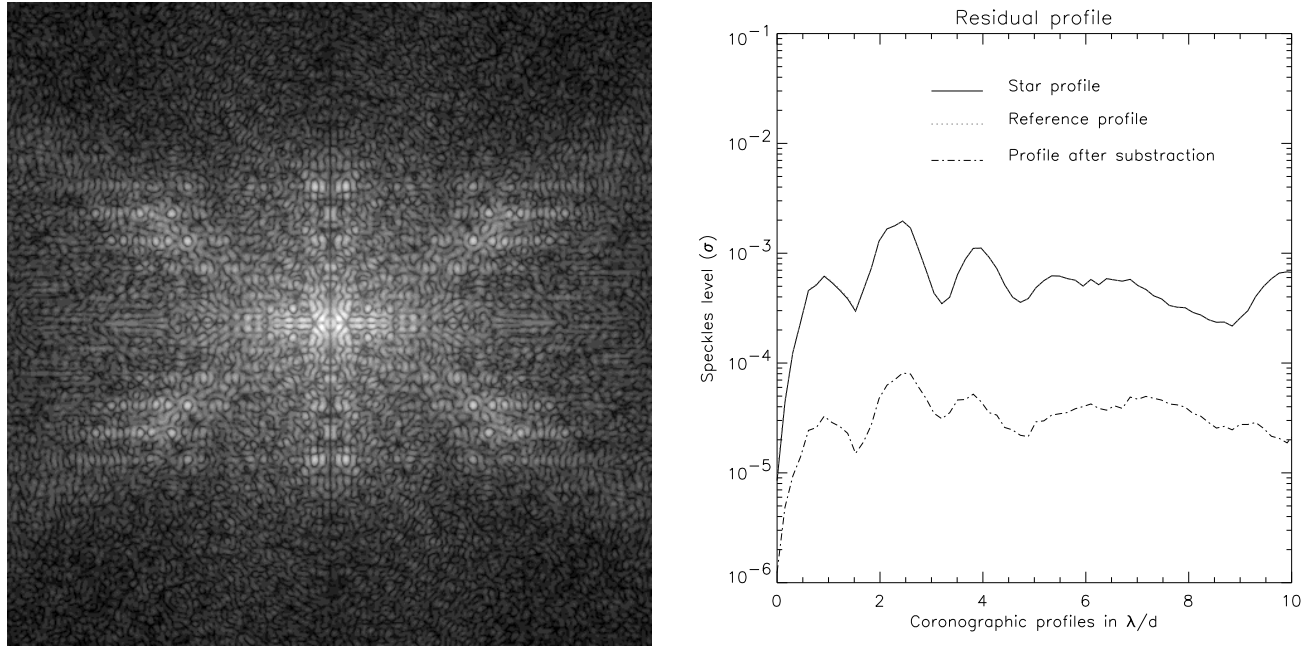


Figure 5.16: A gauche, image coronagraphique obtenue à 10  $\mu m$  avec le NGST en présence d'aberrations (image à la puissance 0.1). A droite, la courbe du haut représente l'écart type des tavelures résiduelles, sans soustraction pour l'étoile observée et sa référence (on a ici une somme de 200 poses différentes pour les deux profils). La courbe du bas donne le profil résiduel à 10  $\mu m$  après soustraction de l'étoile par la référence. L'effet du pointage est dominant sur cette simulation. Toutes les courbes sont des moyennes azimutales.

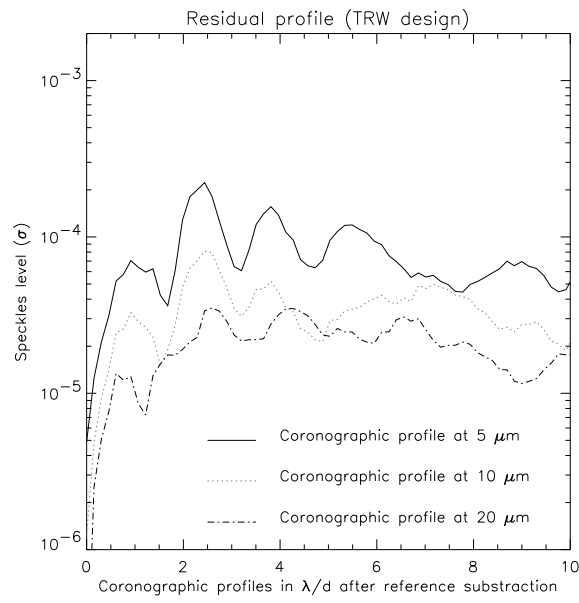


Figure 5.17: Les trois profils moyens obtenuent à 5, 10 , et 20  $\mu m$ . Je présente ici l'écart type des tavelures résiduelles.

### 5.5.2 Résultats sur la circularisation de la pupille de TRW

Il semble difficile de demander une circularisation de la pupille du TRW. En effet, cela occasionne une perte de flux de près de 19.2% ainsi qu'une perte en résolution angulaire de 14%. Néanmoins, j'ai regardé le gain que l'on pouvait attendre avec un bord circulaire du TRW. Les deux figures suivantes montrent le diaphragme de Lyot employé lors de la simulation et les résultats des profils résiduels après soustraction d'une étoile de référence pour les trois longueurs d'onde considérées. Le gain est de l'ordre de 4 (malgré la perte en flux) pour des compagnons ayant des séparations angulaires inférieures à  $3\lambda/d$ .

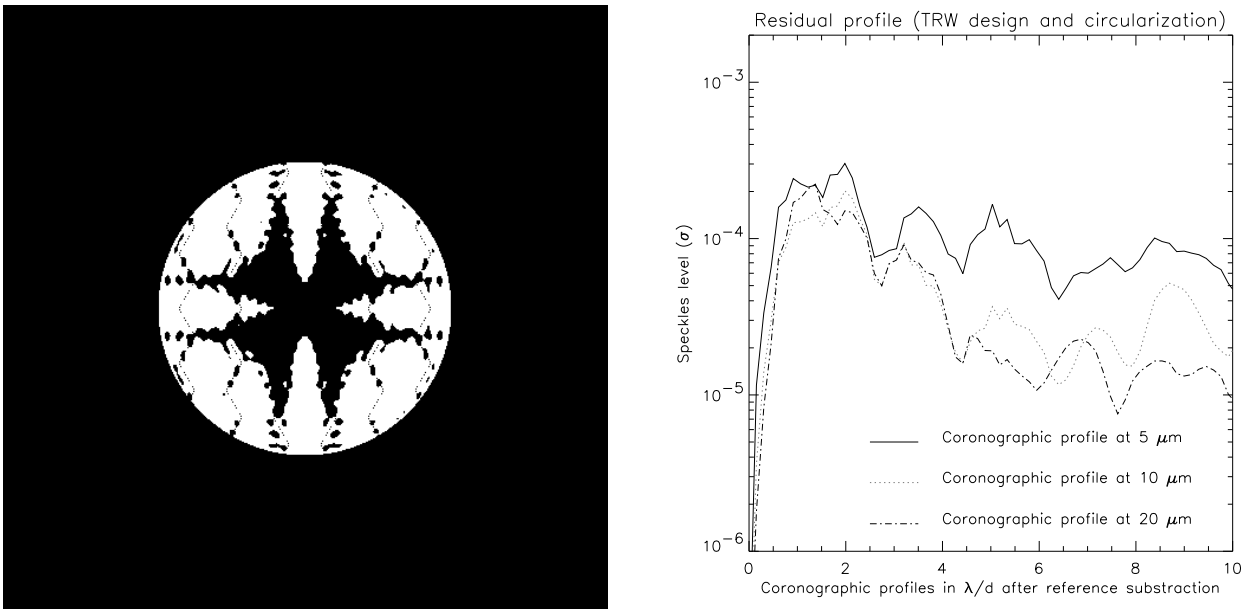


Figure 5.18: A gauche, le diaphragme de Lyot utilisé dans le cas où la pupille est circularisée. A droite, les trois profils moyens obtenuent à 5, 10 , et 20  $\mu m$  pour le cas d'une pupille TRW circularisée. Je présente ici l'écart type des tavelures résiduelles à comparer avec la Figure 5.17.

### 5.5.3 Les caractéristiques du télescope

Le calcul du rapport signal sur bruit prend en compte tous les paramètres du télescope ainsi que les profils moyens azimutaux obtenus avec la géométrie pupillaire ( voir section précédente). Notre échantillon d'étoiles cibles sera choisi dans le catalogue Hipparcos (ESA 1997). Cela correspond à des étoiles proches, pour avoir des séparations angulaires suffisantes.

Je présente maintenant les caractéristiques prises pour le télescope et l'instrument MIRI (détecteur inclus):

Table 5.1: Les paramètres de la simulations pour le coronographe sur MIRI

Diamètre	7 m
Focale	117-120 m
Obstruction centrale	14 % en diamètre
Surface collectrice	31.177 $m^2$
Température de la protection thermique	110 K
Taille du masque	13 mm $\times$ 13 mm
Bande passante	R=10 pour 5-10-20 $\mu m$
Transmission TRW+ISIM+MIRI	0.61 (12 miroirs à 96%)
Détecteur	type Si:As 1024 $\times$ 1024 pixels
Rendement quantique	$qe > 50\%$ ( $qe > 65\%$ but à atteindre)
Bruit du détecteur	15 $e^-$ “dark” et bruit de lecture (donnée NASA)
Temps de pose minimum	3s
Echantillonnage de MIRI	0.1”/pixel

Le calcul du rapport signal sur bruit sera détaillé largement dans le chapitre suivant avec les simulations numériques concernant la recherche des exo-planètes telluriques par la mission DARWIN/TPF. La normalisation en flux des étoiles choisies se fera dans les bandes spectrales M (autour de  $5\mu m$ ), N (autour de  $10.6\mu m$ ), et Q ( autour des  $20\mu m$ ). Le 4Q ayant une bande limitée à R=10, il prendra seulement une partie de chaque bande photométrique. La Figure 5.19 montre les trois bandes spectrales, le filtre M vient d'un des instruments de l'ESO, le filtre N est issu de l'instrument OSCIR sur Gemini-Nord, enfin le filtre Q vient du fabricant de filtres infrarouge anglais Reading - Infrared Multilayer Laboratory.

Après avoir posé les paramètres de l'instrument coronographique sur MIRI. Il faut maintenant s'intéresser dans le modèle aux différents paramètres concernant les possibles exo-Jupiters autour des étoiles proches.

### 5.5.4 Cas d'exo-Jupiters

En premier lieu, je vais estimer la température et le diamètre des planètes géantes du type Jupiter. A partir de ses informations, je vais estimer les différences de magnitude dans un modèle de corps noir simple. Dans un second temps, je prendrai en compte un spectre de Jupiter (Encrenaz T. 1999) et des différences importantes apparaîtront alors pour les observations autour de  $5\mu m$  du fait de la présence d'une émission importante autour de cette longueur d'onde. Le tableau suivant donne quelques cas extrêmes de planètes géantes. On s'intéresse en premier lieu, aux Jupiter "vieux" de 5 milliards d'années. Il faut remarquer que le cas où l'on place un



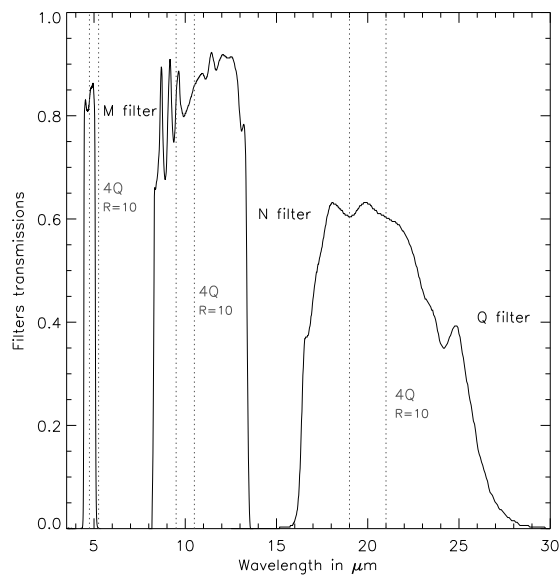


Figure 5.19: Figure des trois bandes spectrales considérées autour de 5-10-20  $\mu m$ , ainsi que la partie prise par les trois 4q.

Jupiter à 1 UA, la temperature d'équilibre sera de 315 K pour une G2. Enfin, il semble possible que dans les amas d'étoiles jeunes proches (50-150 pc) il y ait aussi formation de planètes et de naines brunes. La température de ces astres jeunes (< 50 millions d'années) sera supérieure au cas précédent avec des valeurs de l'ordre de 500 à 2500 K (2500 K pour une naine brune de  $42M_J$ ).

Table 5.2: Table de températures (Burrows C.J. et al. 1997) pour de possibles exo-Jupiters

Type (Age=5 Gyr)	$1M_J$ T=315 K	$1M_J$ T=170 K	$5M_J$ T=285 K	$10M_J$ T=460K
Rayon de la planète en km	$8.76.10^4$	$7.15.10^4$	$7.96.10^4$	$7.76.10^4$
Distance	1 UA	> 5 UA Autour des étoiles proches		
$\lambda_{max}$	$9.2\mu m$	$17\mu m$	$10.2\mu m$	$6.3\mu m$
filtre	N	$\approx Q$	N	M

Type (Age=50 Myr)	$1M_J$ T=515 K	$5M_J$ T=1090 K	$10M_J$ T=1530K
Rayon de la planète en km	$9.81.10^4$	$9.85.10^4$	$10.11.10^4$
Distance	> 5 UA Dans les amas ouverts jeunes		
$\lambda_{max}$	$5.6\mu m$	$2.6\mu m$	$1.9\mu m$
filtre	M	M	M

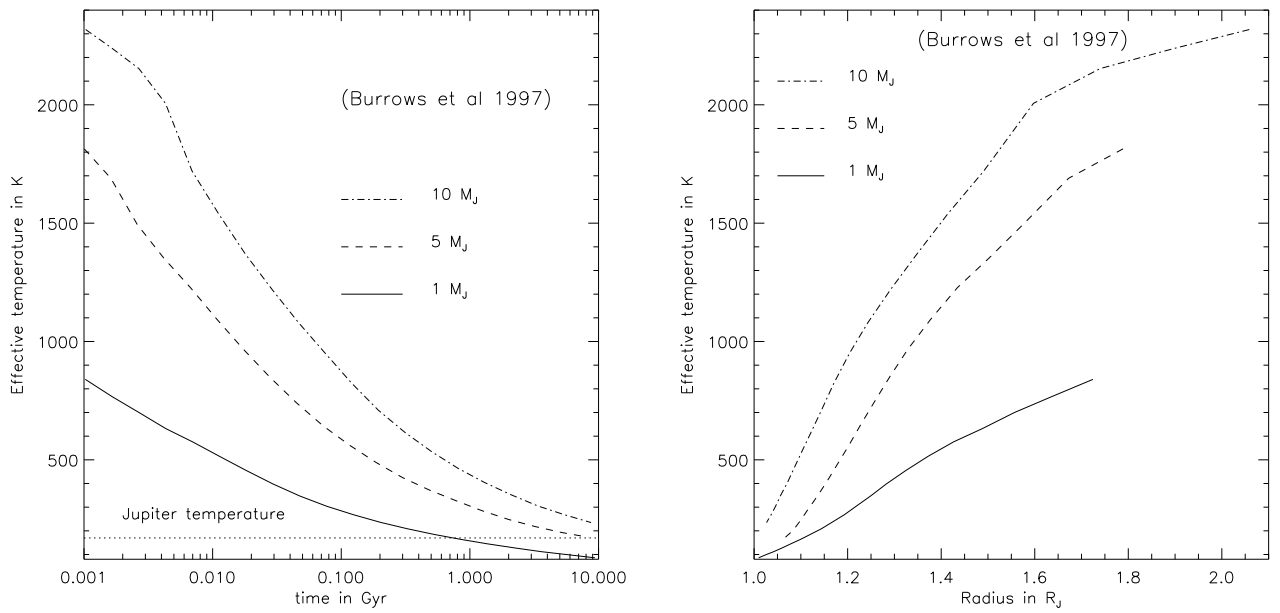


Figure 5.20: A gauche, températures possibles des exo-Jupiters pour les trois masses de 1-5-10  $M_J$ . Les données sont issues du modèle de Burrows. On remarque que le modèle refroidit trop vite la planète, ainsi le cas 1  $M_J$  à 5 Gyr donne que 82 K et non 170 K pour la planète Jupiter. A droite, rayons des exo-planètes en fonction de la température effective de la planète.

Je regarderai la différence de détectabilité des Jupiter “vieux” pour les trois bandes spectrales considérées. J’appliquerai alors le spectre de Jupiter (voir Figure 5.21) mais seulement pour les planètes ayant des températures effectives basses entre 80 K et 200 K par exemple. Pour des températures plus élevées il faudrait prendre en compte l’élargissement des bandes moléculaires considérées ( $CH_4$ ,  $NH_3$ ,  $H_2O$ ).

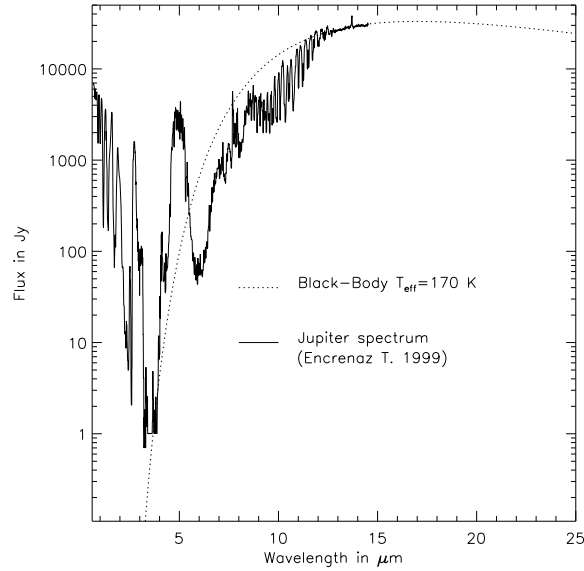


Figure 5.21: Je présente ici le spectre de Jupiter entre  $0.6\mu m$  et  $14.5\mu m$ , la partie  $2.5 - 14.5\mu m$  vient du satellite ISO. On remarque que vers  $5\mu m$ , nous avons environ 100 fois plus de flux que laisserait prévoir le corps noir.

### 5.5.5 Choix de l'échantillon d'étoiles proches

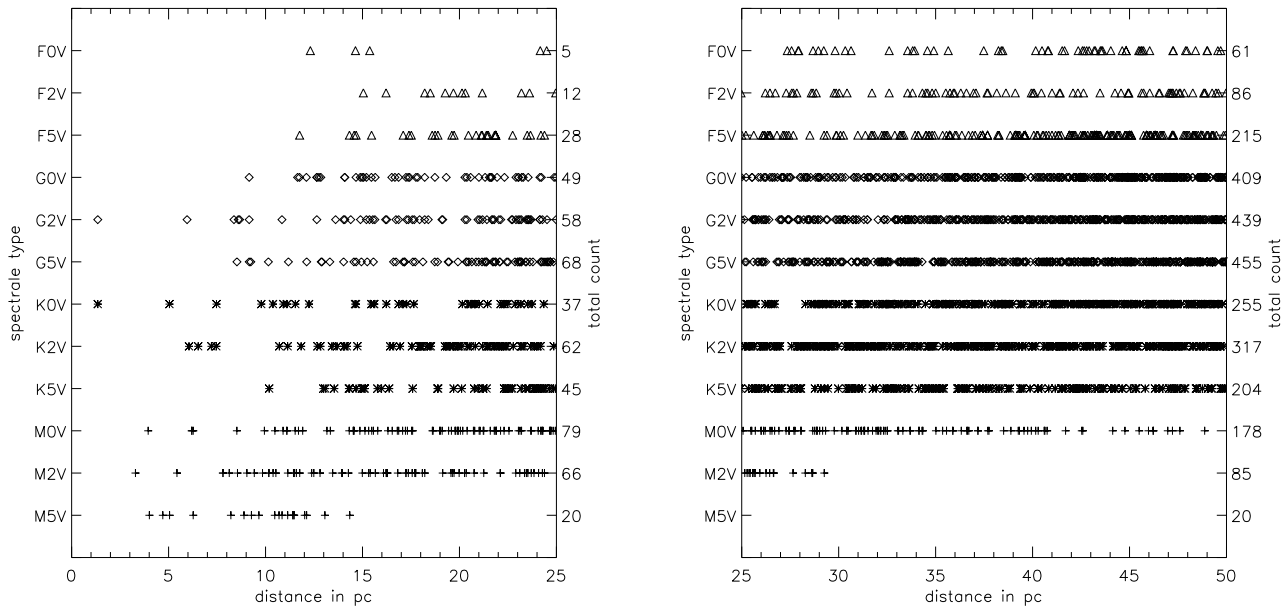


Figure 5.22: Distribution des étoiles proches en fonction du type spectral considéré. A gauche, de 0 à 25 pc , à droite, de 25 à 50 pc. Dans ce dernier cas, les valeurs données pour le nombre d'étoiles concernent toutes les étoiles de 0 à 50 pc.

Le choix des types stellaires se fait de façon photométrique sur la magnitude V de l'étoile ainsi que la différence B-V dans le catalogue Hipparcos. Néanmoins, pour prendre en compte les écarts de luminosité toujours présents pour un type donné, je fais ma sélection avec une marge de  $\pm 0.15$  magnitude sur la magnitude V et  $\pm 0.08$  magnitude sur la différence B-V. Du fait de la faible luminosité des étoiles du type M, celles-ci ne sont pas toutes représentées.

### 5.5.6 Modélisation des exo-planètes

En me référant aux modèles de Burrows (Burrows C.J. et al. 1997; Burrows A. et al. 1998), je m'intéresse alors seulement à la variation du rayon de la planète en fonction de sa température. Je calcule alors la différence de magnitude de la planète pour les types stellaires de M5V à F0V en prenant un Albédo moyen de 0.5 et une émissivité infrarouge de 0.5. Cette approche peut être facilement corrigée sur deux points:

- Le choix de températures acceptables
- l'ajout de caractéristiques spectrales de l'atmosphère

Les 9 figures ci-dessous présentent le résultat de ces calculs dans l'approximation du corps noir. Deux classes d'objets apparaît alors:

- Les planètes froides entre 80K-300K ayant une existence plus probable
- Les planètes chaudes et jeunes  $T > 500$  K (amas stellaires jeunes)
- Naines brunes ( $42 M_{Jupiter}$ ) non représentées car plus faciles à détecter

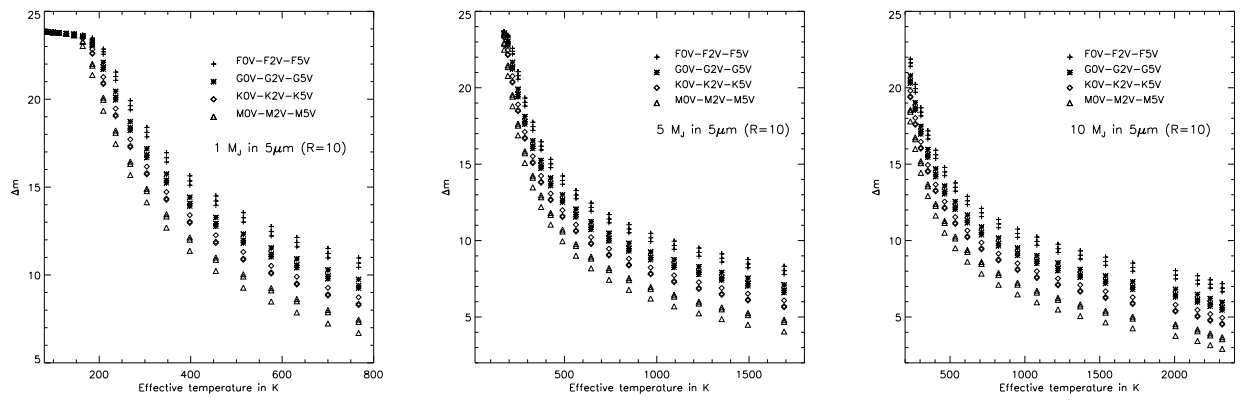


Figure 5.23: Calcul des différences de magnitudes pour 12 types stellaires en fonction de la température effective de la planète. Ici je présente les résultats autour des  $5\mu\text{m}$  pour de gauche à droite, des planètes de 1 - 5 - 10  $M_{\text{Jupiter}}$

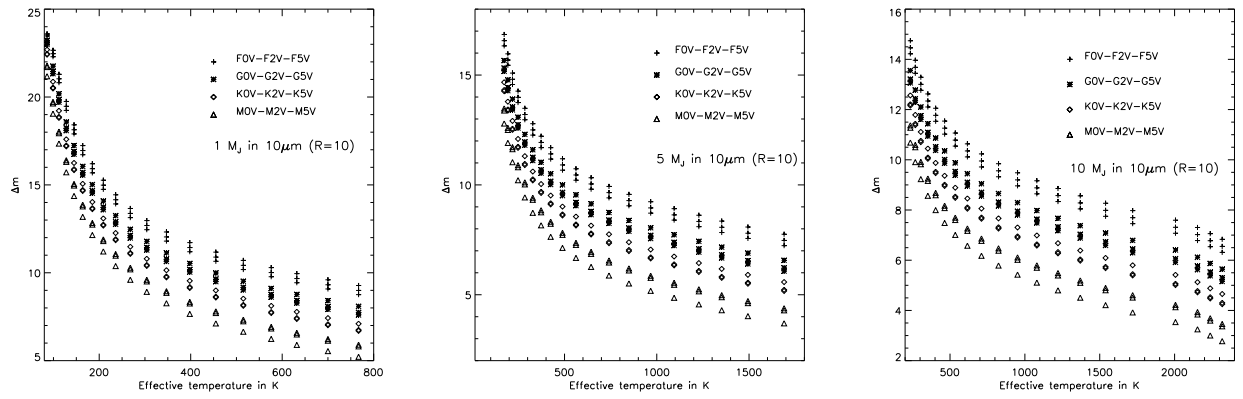


Figure 5.24: Résultats autour des  $10\mu\text{m}$  pour de gauche à droite, des planètes de 1 - 5 - 10  $M_{\text{Jupiter}}$

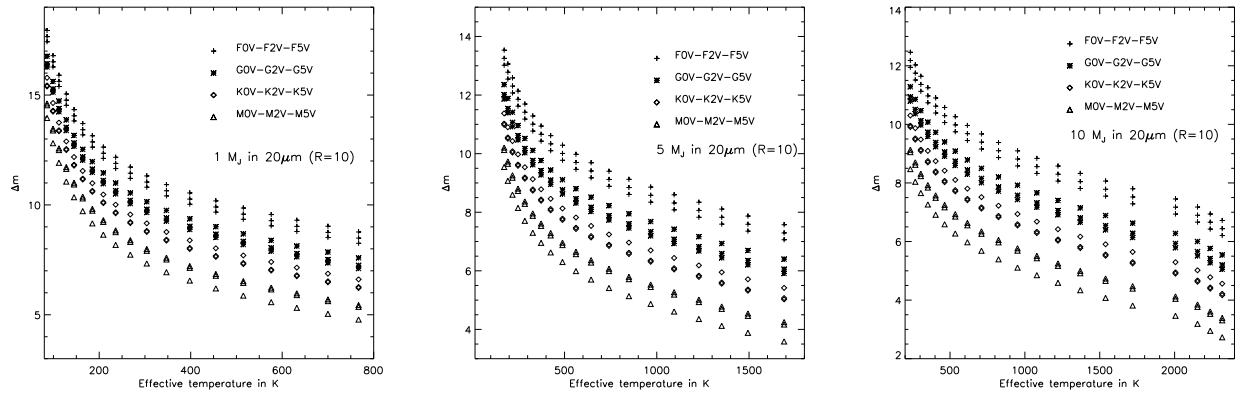


Figure 5.25: Résultats autour des  $20\mu\text{m}$  pour de gauche à droite, des planètes de 1 - 5 - 10  $M_{\text{Jupiter}}$

### 5.5.7 Résultats de détectabilité

La simulation de détectabilité de planètes géantes avec NGST a été faite avec les paramètres suivants:

Table 5.3: Les différents paramètres du calcul Signal/Bruit.

Nombre de types stellaires	12 (de F0V à M5V)
Types des planètes / naines brunes	4 (1 $M_J$ 5 $M_J$ 10 $M_J$ et 42 $M_J$ )
Températures	10 (les plus faibles) (voir Figure 5.20)
Distances	4 (1 UA, 5 UA, 10 UA, 20 UA)
Longueurs d'onde	3 ( $5\mu m$ , $10\mu m$ , $20\mu m$ ) R=10

Cela représente au total 4320 combinaisons différentes!. Pour tous les calculs de rapport signal sur bruit, j'ai pris un flux de lumière exo-zodiacale nul. Il va sans dire que si on injecte dans le modèle les recommandations données pour TPF de 10 Zodi (10 fois notre intensité zodiacale) la détectivité des planètes chute. Elle devient marginale pour les cas 1 et 5  $M_J$ . De ce fait, la détection des disques exo-zodiacaux par le NGST sera importante et permettra d'affiner la stratégie de détection des planètes telluriques avec TPF/DARWIN.

**Quelques exemples sur l'influence de ces paramètres** Les résultats suivants montrent l'influence de divers paramètres dans les simulations numériques. En premier lieu, regardons l'influence du type spectral (voir Figure 5.26, Figure 5.27) pour le cas d'une planète du type Jupiter à 1 UA, donc chaude. Pour le type stellaire G2V, il est possible pour des planètes aussi proche de détecter les plus chaudes (T=268 K pour des distances inférieurs à 13 pc et T= 209 K pour les distances inférieurs à 9 pc). Pour le type K2V, les résultats sont sensiblement les mêmes (voir Figure 5.26).

La détectivité autour des étoiles chaudes (F0V) est très faible avec dans ce cas une seule planète détectée pour l'étoile la plus proche. Par contre, le type stellaire M0 présente 32 planètes détectées pour des températures comprises entre 185 K et 268 K. Malheureusement, pour des distances inférieures à 15 pc, nous trouvons peu de cibles possibles pour les étoiles du type M.

En fait, pour tous les cas à 1 UA, la distance limite reste 13 pc. Cela est dû au profil d'atténuation du coronographe. L'exemple précédent est très contraignant car la distance de 1 UA vu à 10 pc correspond à 0.1" soit  $0.33\lambda/d$  à  $10\mu m$ . Le pic planétaire est donc alors très fortement atténué par le coronographe (plus de 75% ici).

Les quatre courbes (Figure 5.28, Figure 5.29) montrent toujours le cas d'une masse de Jupiter mais à 5 et 10 UA pour les types stellaires G2V et K2V. La limite atteint 30 pc pour la planète à T=268 K ( cas peu probable vu sa distance à son étoile, à moins que celle-ci soit plus jeune que son étoile mère) et 40 pc pour une planète à 10 UA. Il faut aussi remarquer que la limite de température peut être abaissée vers 170 K, pour une étoile G2 ou K2 à 10 pc, la bande de détection sera dans ce dernier cas vers  $20\mu m$ .

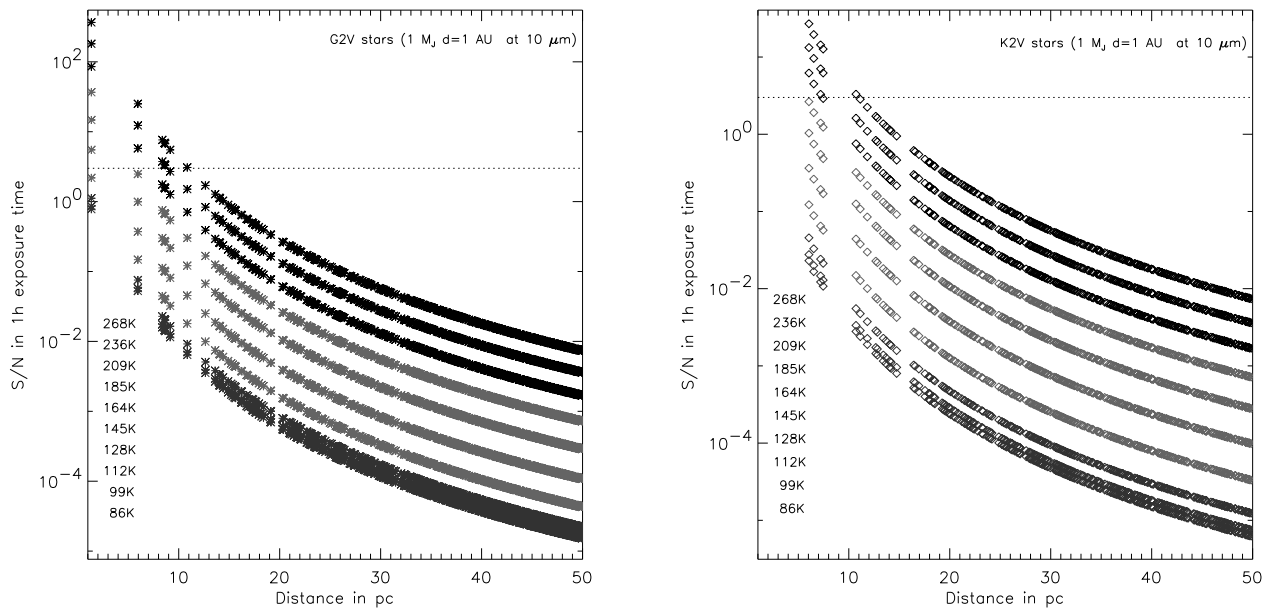


Figure 5.26: Résultats de simulations pour une planète de 1  $M_J$  à une distance de 1 UA pour une longueur d'onde d'observation de 10  $\mu m$ . A gauche le type stellaire G2, et à droite le type K2. Chaque courbe représente le rapport signal sur bruit pour une température planétaire donnée. La température de la courbe supérieur est de 268 K et 86 K pour la courbe inférieure.

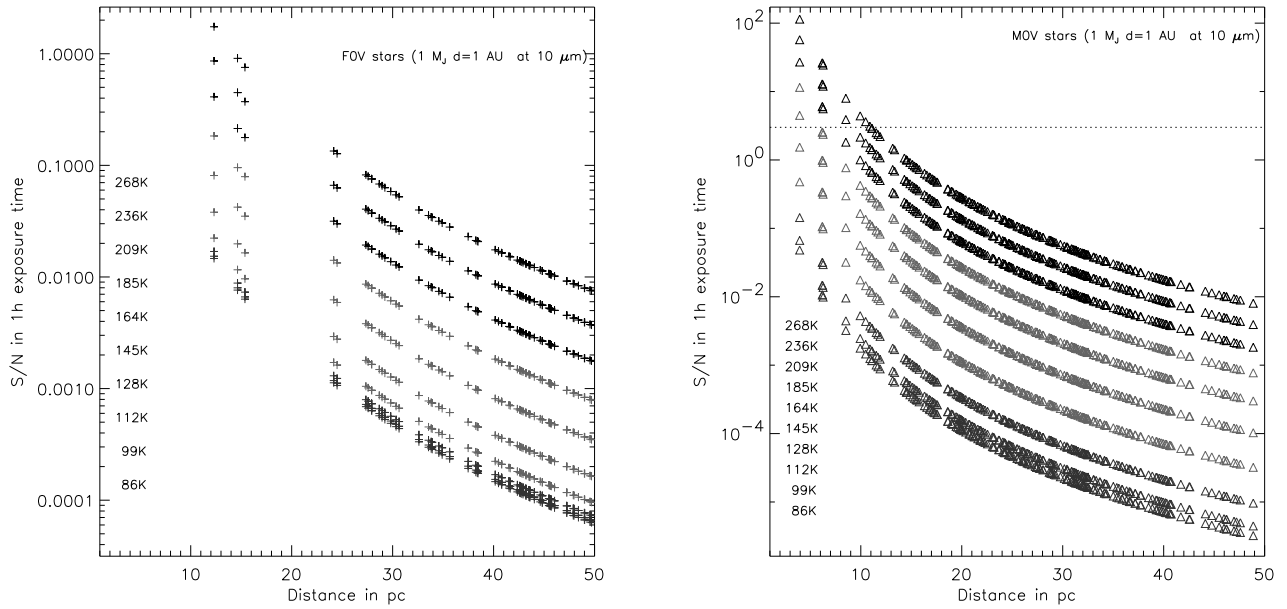


Figure 5.27: Résultats de simulations pour une planète de 1  $M_J$  à une distance de 1 UA pour une longueur d'onde d'observation de 10  $\mu m$ . A gauche le type stellaire F0, et à droite le type M0. Les différentes courbes suivent les mêmes variations de températures que les deux graphiques précédents.

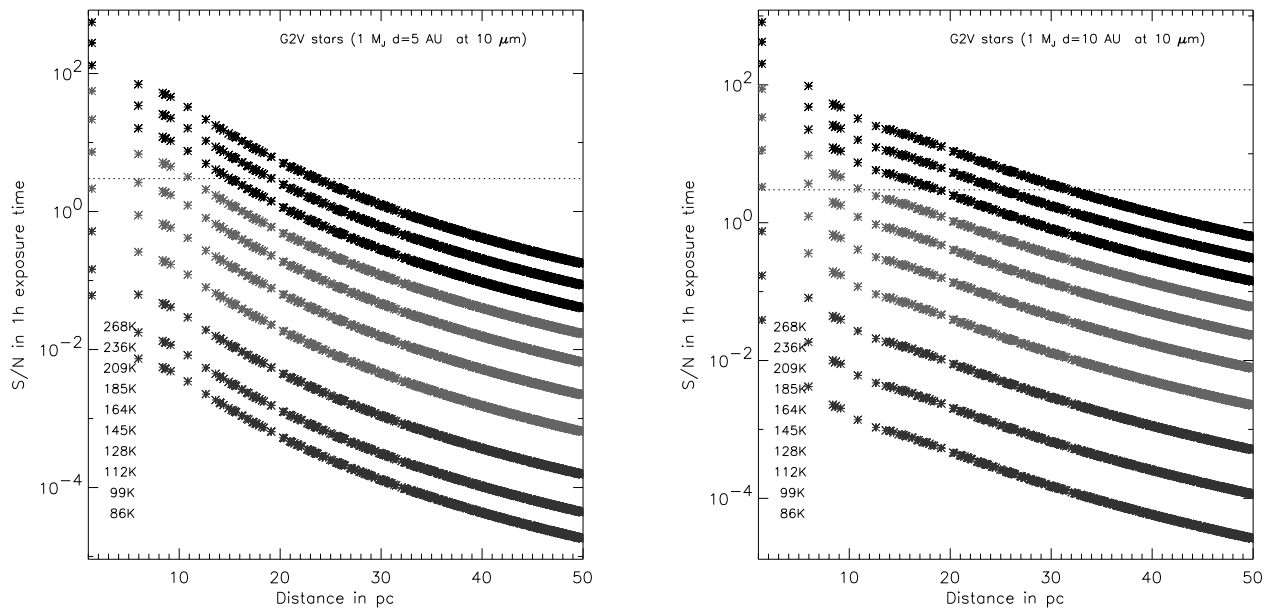


Figure 5.28: Résultats de simulations pour une planète de  $1 M_J$  autour des types G2 pour une longueur d'onde d'observation de  $10 \mu m$ . A gauche la distance est de 5 UA, à droite la distance de 10 UA. Chaque courbe représente le rapport signal sur bruit pour une température planétaire donnée.

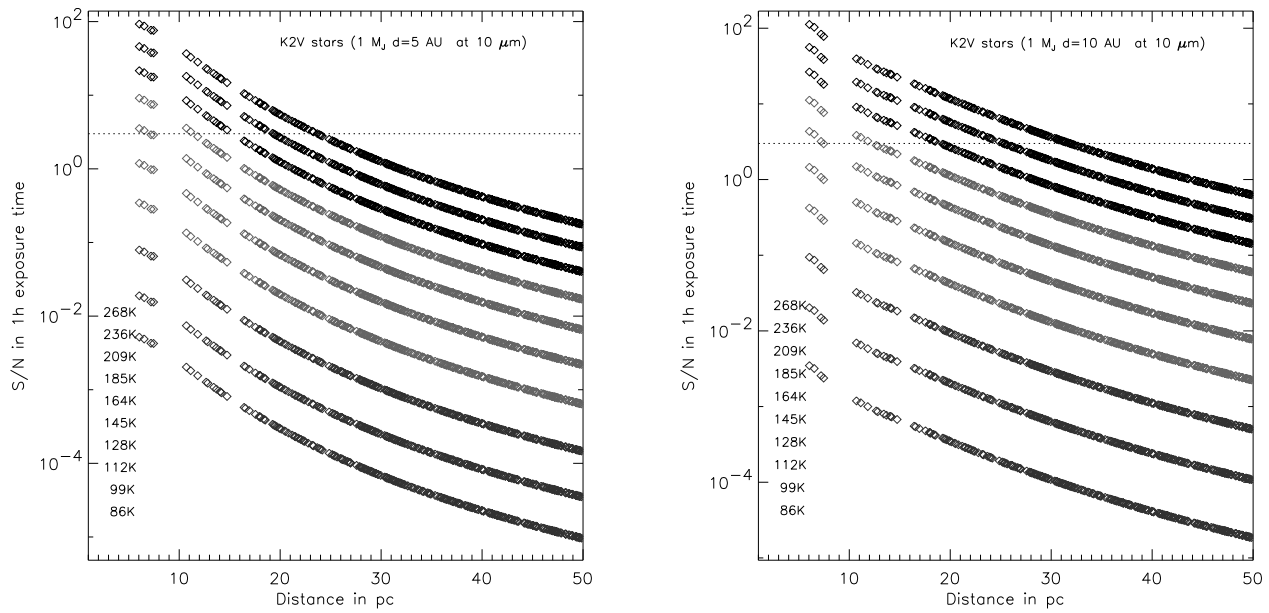


Figure 5.29: Résultats de simulations pour une planète de  $1 M_J$  autour des types K2 pour une longueur d'onde d'observation de  $10 \mu m$ . A gauche la distance est de 5 UA, à droite la distance de 10 UA. Chaque courbe représente le rapport signal sur bruit pour une température planétaire donnée.

**Etude statistique globale de la détectabilité** Il apparaît obligatoire de faire une étude statistique globale concernant la détection des exo-planètes géantes et des naines brunes autour des étoiles les plus proches ( $d < 50$  pc). Pour cela je procède de la façon suivante:

- Stratégie:

pour chaque étoile de l'échantillon, je calcule le rapport signal sur bruit pour les quatre types de compagnons (1-5-10-42  $M_J$ ) et pour les dix températures les plus faibles. Donc chaque étoile contient virtuellement 40 compagnons à 1 ua, ainsi qu'à 5,10,20 UA. La probabilité de détection est donc calculée sur 160 configurations différentes pour chaque étoile sélectionnée dans le catalogue Hipparcos. Néanmoins, une question se pose concernant la probabilité de présence des planètes géantes chaudes par rapport au plus froides. En effet, si on donne le même poids de probabilité aux planètes à 300 K par rapport au cas à 170 K (cas de notre Jupiter) le résultat sera plutôt optimiste. A contrario, si l'on pondère la probabilité de présence des planètes en fonction de leur température effective (une plus grande probabilité pour les planètes froides donc plus difficilement détectable même à 20  $\mu m$ ), le résultat sera pessimiste.

Je présenterai donc les deux cas pour connaître ainsi la fourchette du biais observationnel. Les courbes suivantes (Figure 5.30, Figure 5.31) donnent la probabilité de détection moyenne pour les 12 types spectraux sélectionnés et pour des distances compagnon-étoile de 1, 5, 10, 20 ua. Chaque configuration est testée aux trois longueurs d'onde (5-10-20  $\mu m$ ). Les barres d'erreurs indiquent le biais observationnel entre le modèle optimiste et pessimiste.

- Les résultats:

La détection des planètes de plus faible masse (1  $M_J$ ) avec le coronographe à 4 Quadrants, sera dans tous les cas assez difficile. Quelques planètes chaudes ( $T > 300K$ ) seront détectées autour des étoiles les plus proches ( $d < 8pc$ ) pour des séparations de 1 UA. La probabilité augmente avec la distance étoile-planète, mais elle reste toujours inférieure à 5% pour les types stellaires plus chauds que K5. La détection se fait préférentiellement à 20  $\mu m$ .

L'instrument NGST/MIRI, détectera préférentiellement des compagnons de masses plus importantes ( $M > 2M_J$ ), de ce fait la probabilité de détection des 5  $M_J$  deviendra plus importante avec près de 10 % pour des séparations de 1 UA, et près de 15 à 25% pour des séparations supérieures à 5 UA. La bande spectrale la plus intéressante est ici autour de 10  $\mu m$ . La détection des planètes (1 et 5  $M_J$ ) autour des étoiles froides du type M est beaucoup plus élevée. Elle atteint de 5 à 15 % pour une 1  $M_J$  à 5 ua et de 15 à 45 % pour les 5  $M_J$  ( $d > 1$  UA). Cela concerne néanmoins un petit nombre d'étoiles (283 pour les types M).

Enfin, concernant les planètes massives ( $M > 10M_J$ ) leur probabilité de détection reste très élevée dans tous les cas (de 10 à 85%). Elle se fait dans deux bandes préférentiellement: à 10  $\mu m$  si la planète a une température inférieure à 350 K environ et à 5  $\mu m$  au delà de cette température.

Les (Figure 5.32, Figure 5.33) donnent les résultats directement en nombre de compagnons détectés dans l'échantillon d'étoiles choisis. Toutes les simulations ont été faites avec une lumière Exo-zodiacale nulle. Si l'on se place avec les recommandation de TPF de 10 Zodi, le seuil de détection se situe autour des 3 à 5  $M_J$  seulement.



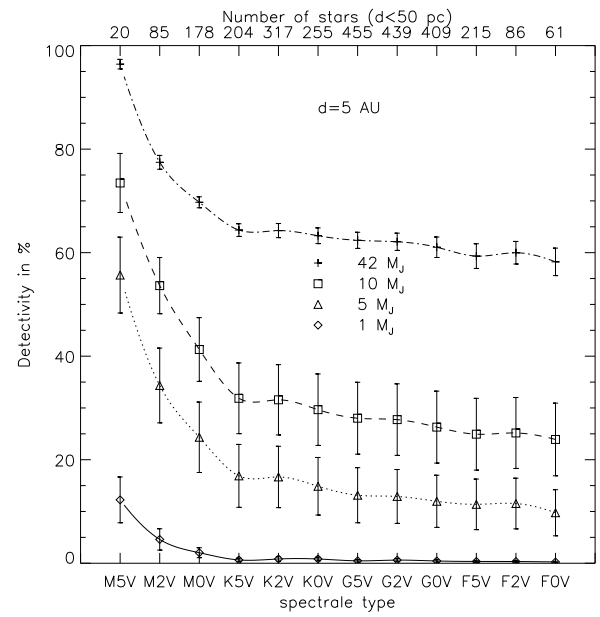
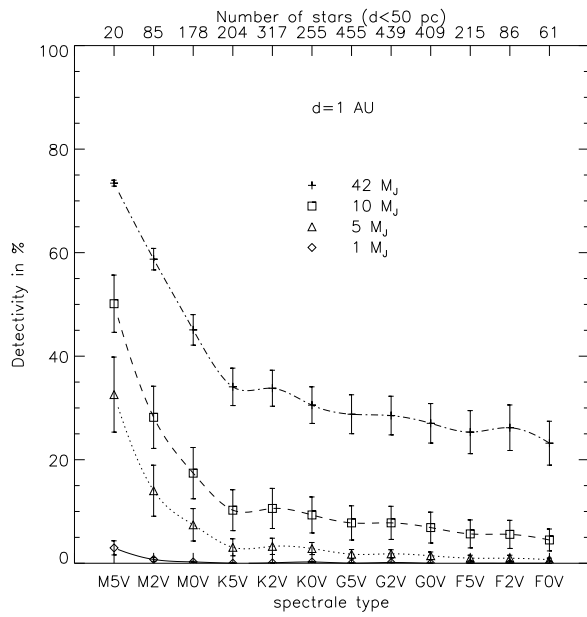


Figure 5.30: Probabilité de détection des 4 types de compagnons pour les 12 types spectraux considérés (de gauche à droite de M5 à F0). A gauche, détectivité lorsque la planète est à 1 UA de son étoile. A droite, cas où la distance compagnon-étoile est de 5 UA.

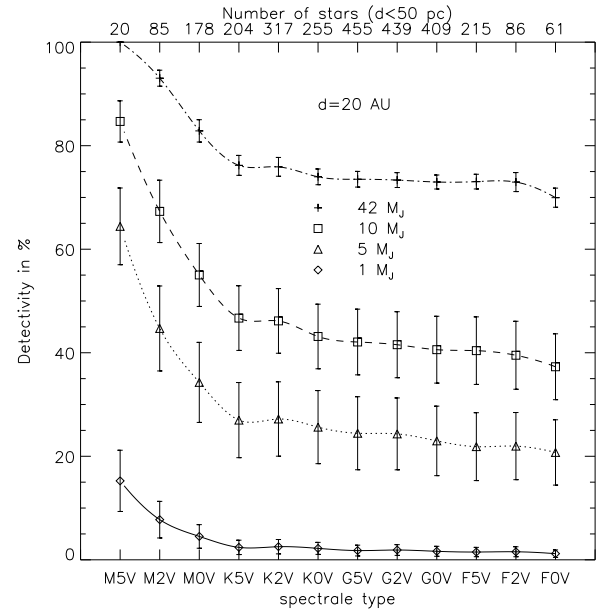
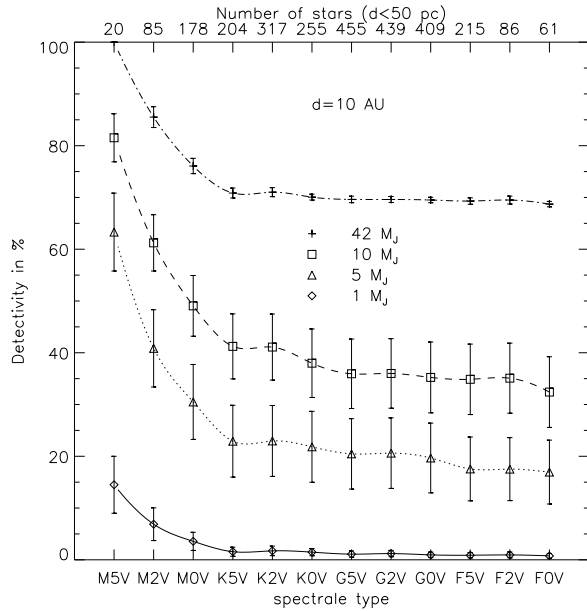


Figure 5.31: Probabilité de détection des 4 types de compagnons pour les 12 types spectraux considérés (de gauche à droite de M5 à F0). A gauche, détectivité lorsque la planète est à 10 UA de son étoile. A droite, cas où la distance compagnon-étoile est de 20 UA.

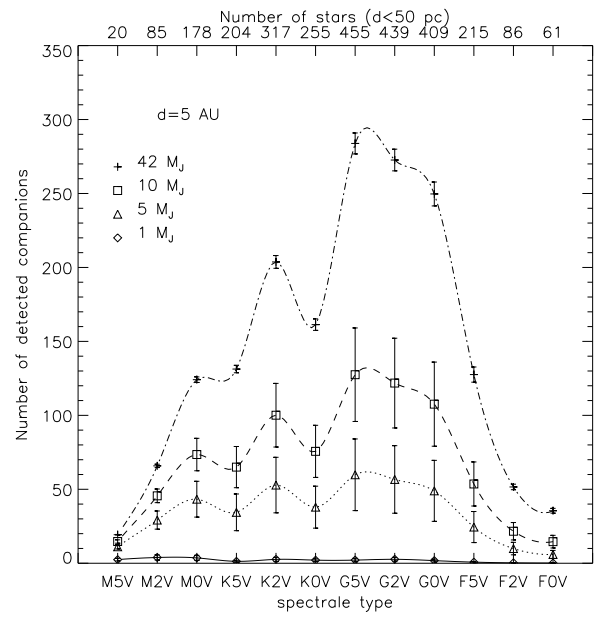
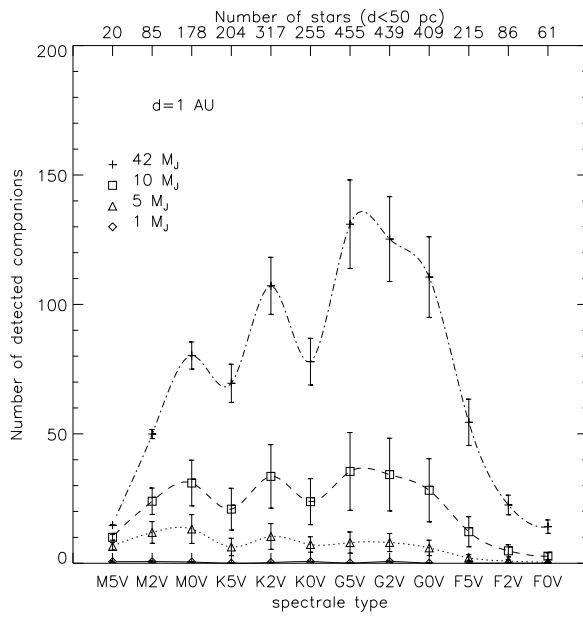


Figure 5.32: Nombre de compagnons détectés pour les 12 types spectraux considérés (de gauche à droite de M5 à F0). A gauche, détections calculées lorsque la planète est à 1 UA de son étoile. A droite, cas où la distance compagnon-étoile est de 5 UA.

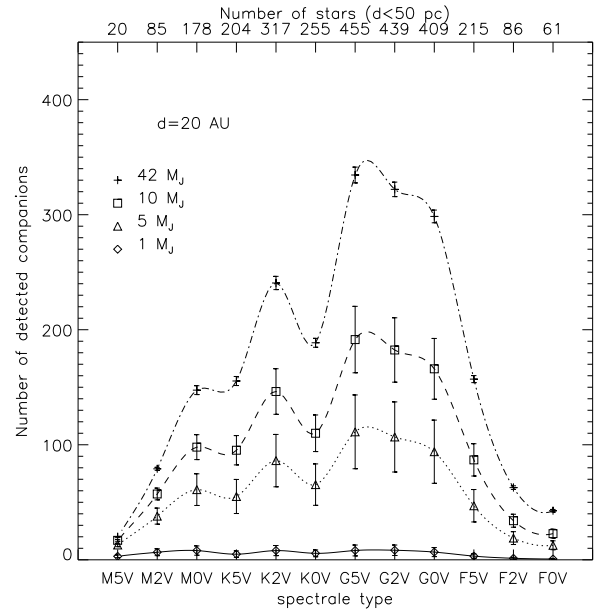
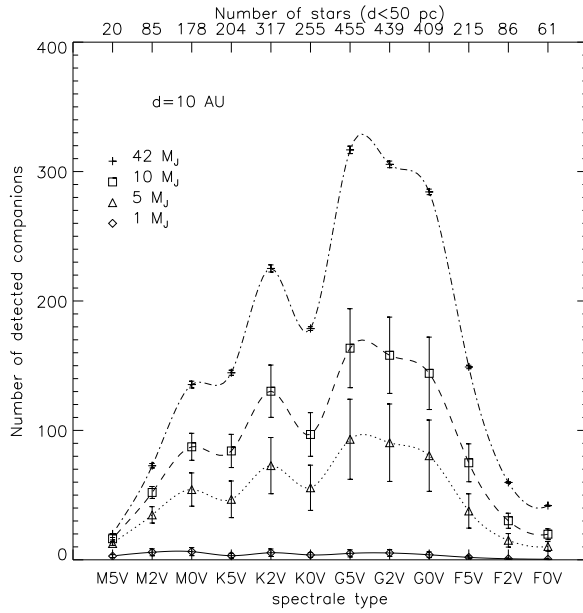


Figure 5.33: Nombre de compagnons détectés pour les 12 types spectraux considérés (de gauche à droite de M5 à F0). A gauche, détections calculées lorsque la planète est à 10 UA de son étoile. A droite, cas où la distance compagnon-étoile est de 20 UA.

## 5.6 Discussion

L'étude de phase A de MIRI à laquelle a participé notre équipe du LESIA a permis de mettre en évidence quelques points durs concernant la coronagraphie en infrarouge thermique.

**limite de détectabilité** Parmi les différentes sources d'erreur, la principale limitation de la détectabilité proviendra des erreurs de pointage du télescope. Tous erreurs prises en compte, nous arrivons à un budget d'erreur sur le facteur de réjection total de 170 soit un facteur  $\approx 2000$  sur le résidu du pic de l'étoile.

**Effet de la soustraction** Pour la détection de compagnons très éloignés de l'étoile ( $> 1''$ ), la soustraction des quadrants opposés reste intéressante et dans ce cas on est limité par le flux de lumière zodiacal pour des longueurs d'onde supérieures à  $8 \mu m$ . Pour les compagnons plus proche ( $> 0.1''$  et  $< 1''$ ) il faut revenir à une soustraction d'une étoile de référence. Cela entraîne donc deux poses différentes et donc aussi deux structures des tavelures différentes pour les deux images. La soustraction est donc imparfaite et limite la détection des objets faibles.

Remarque importante: pour des séparations angulaires  $< 0.5\lambda/D$  ( $0.15''$  à  $10 \mu m$ ) le coronographe 4Q atténue de plus de 75% le flux du compagnon.

**Chromatisme du masque** Les simulations numériques ont montré que l'on pouvait sur le NGST-TRW utiliser un masque monochromatique travaillant sur une bande limitée à  $R=10$  permettant de rester à des déphasages proches de  $\pi$ . Tout en permettant de répondre aux besoins scientifiques.

**Problèmes de réalisation** Pour la réalisation pratique du 4Q, le choix des matériaux pour les longueurs d'onde supérieur à  $5 \mu m$  est assez restreint:

on a le ZnSe, le Germanium, le CdTe (très cher et toxique) et le Diamant CVD (encore plus cher). Avec l'aide du laboratoire des couches minces de Marseille (ENSPM), ainsi que Reading (Infrared Multilayers Laboratory) deux prototypes à 5 et  $15 \mu m$  de masque à quatre quadrants sont en phase de d'élaboration. Le composant consiste à un simple dépôt ou marche dans le substrat de ZnSe ainsi qu'un traitement anti-reflet, sur la face arrière.

**Test du prototype** Enfin le prototype 4Q à  $5 \mu m$  sera testé ici au LESIA sur les bancs cryogéniques YACADIRE et BETI à des températures comprises entre 30 et 77K. Nous nous limitons ici à la longueur d'onde de  $5 \mu m$  pour des raisons de détection (la caméra infrarouge est limitée  $5.2 \mu m$ ), et souci de maintenir la contribution du bruit de fond à un niveau acceptable.

Tout ce travail de caractérisation sera essentiel pour la phase B du projet NGST. Il permettra de valider ce composant pour la mission spatiale. Ce sera la première fois que nous entreprendrons de l'imagerie à haut contraste en infrarouge thermique et cette expérience sera assurément riche d'enseignements.

# Chapitre 6

## La Coronagraphie sur les Interféromètres

### 6.1 Historique de l'interférométrie

Thomas Young en 1805, réalise une expérience mettant en évidence la nature ondulatoire de la lumière. Il observe derrière un écran percé de deux petits trous l'image donnée par une source lumineuse ponctuelle quasi-monochromatique: il observe alors une image zébrée de rayures perpendiculaires à la direction des deux trous: des franges d'interférence.

Il faudra attendre 1868 pour que Hippolyte Fizeau (Fizeau H. 1868) propose d'utiliser sur des étoiles l'effet de diminution du contraste des franges à mesure que le diamètre de la source lumineuse s'élargit (la source n'est alors plus ponctuelle mais étendue), ou que la distance entre les deux trous augmente. Connaissant la séparation des trous on peut remonter au diamètre angulaire de la source observée. C'est Edouard Stephan qui appliqua l'idée de Fizeau au télescope de 80 cm de l'Observatoire de Marseille en 1874 (Stéphan E. 1874), il place alors deux trous distants de 65 cm. Cependant il n'arriva pas à l'extinction des franges d'interférence et donc il ne pu résoudre la diamètre angulaire de l'étoile. En 1920, Albert Michelson, aidé par Francis Pease, installa sur le télescope Hooke de 100 inch du Mont Wilson une poutre d'acier portant à chaque extrémité deux miroirs plans de 15 cm constituant une base interférométrique de 7 mètres (Michelson A.A. & Pease F.G. 1921).

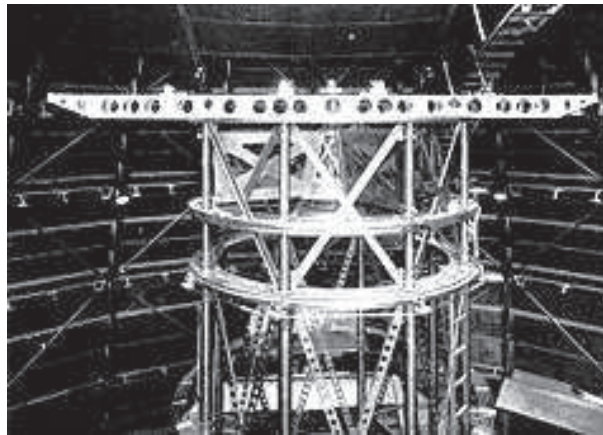


Figure 6.1: La photo montre l'installation d'Albert Michelson sur le télescope Hooke de 2.54 mètres de diamètre de la poutre d'acier de 7 mètres de long. On voit très bien les quatre supports des miroirs plans.

C'est en 1920 que Pease mesura le premier diamètre stellaire avec cet instrument: celui de Bételgeuse. Pour qu'il y ait effectivement interférence, il faut que les ondes arrivent en phase c'est à dire dans ce que l'on appelle la longueur de cohérence du rayonnement qui est de l'ordre de quelques dizaines de  $\mu m$  dans le visible avec une bande spectrale étroite ( $R > 10$ ).

Il est donc nécessaire de compenser très précisément la différence de marche entre les deux ondes incidentes (on passe d'une simple mise en cohérence au cophasage à  $\lambda/4$  près). Dans le domaine radio il est facile de compenser cette différence de marche entre deux antennes avec une précision de quelques millimètres, il est également possible de transporter par câble les signaux sans perdre la phase de l'onde: c'est ce qui a valu l'essor important de l'interférométrie radio dans les années 50. On peut même dans les longueurs d'onde radio, dans le cadre VLBA (Very Large Base Array) pour des bases de plusieurs milliers de kilomètres, recombinaison le signal à partir d'enregistrement contenant des "tops" de synchronisation issus d'horloges atomiques.

Au sol, dans le domaine optique, il est bien sur plus difficile de mettre en phase un système de télescopes et pour l'instant impossible de recombinaison à partir de quelconques enregistrements des signaux optiques après observation. De plus, les télescopes au sol sont confrontés à la turbulence atmosphérique qui est à l'origine de l'étalement des images (perte de cohérence spatiale de l'onde sur le télescope) formant des tavelures (speckles en anglais).

C'est Antoine Labeyrie en 1970 (Labeyrie A. 1970), qui trouva une solution à ce problème en "figeant" la turbulence grâce à une succession rapide de poses élémentaires de quelques millisecondes pour les longueurs d'onde visible (Gezari D.Y. et al. 1972; Labeyrie A. et al. 1974). Cette technique baptisée interférométrie des tavelures peut rendre aux grands télescopes leur pouvoir de résolution théorique, après un traitement de l'information adéquate.

Juste après cela, Antoine Labeyrie imagine de mettre en phase les images focales de plusieurs télescopes. Il réalise alors l'Interféromètre à 2 Télescopes (I2T) avec lequel il obtient en 1974, à l'Observatoire de Nice, les premières franges d'interférence sur l'étoile Véga ( $\alpha$  Lyrae) (1). Beaucoup d'observations d'étoiles du type Mira (R Leo par exemple) furent faites avec cet instrument (Labeyrie A. et al. 1977).

Vers 1978, à l'observatoire de Meudon, Antoine Labeyrie entama la construction d'une boule en ciment pouvant abriter un télescope de 1.5 m de diamètre. Cela constitua, le début du démarrage du projet de GI2T (Grand Interféromètre à 2 Télescopes), dont la première lumière eut lieu en 1985 (Labeyrie A. et al. 1986; Mourard D. et al. 1994a; Mourard D. et al. 1994b). Cet interféromètre sera complètement rénové et automatisé (projet REGAIN) (Mourard D. et al. 1997).



Figure 6.2: A gauche: l'Interféromètre I2T sous la neige, et à droite GI2T

Concernant l'ESO, celui ci à mis en place Le Very Large Telescope Interferometer (VLTI) au Paranal (voir les travaux précurseurs de (Mariotti J.-M. et al. 1996)) qui à commencé à fonctionner en 1999 avec des sidérostats de 40 cm de diamètre. Enfin en 2001, avec le travail

de Pierre Kervella à l'ESO, et l'équipe du VLTI, ils purent observer avec deux télescopes de 8 m des franges sur une dizaine d'objets différents dont la nébuleuse  $\eta$  Carène.

## 6.2 Présentation des différents type de recombinaison

Je n'aborderai pas dans cette thèse les problèmes de cophasage des ouvertures. Ce point, est assez difficile à réaliser sur un interféromètre au sol du fait de la présence de la turbulence atmosphérique. Divers procédés ont été étudiés, comme l'utilisation d'un "mange franges" sur GI2T (Koechlin L. 1985) pour suivre le déplacement des franges, ou bien l'utilisation de la clôture de phase par l'équipe COAST en Grande-Bretagne avec trois télescopes (Baldwin J.E. et al. 1986; Haniff C.A. et al. 1987; Baldwin J.E et al. 1996). Plus récemment Ettore Pedretti et Antoine Labeyrie (Pedretti E. & Labeyrie A. 1999) ont proposé un algorithme hiérarchique pour cophaser un anneau composé de 27 télescopes de 1.5 mètres de diamètre (projet OVLA). Un autre algorithme est en cours d'étude par Virginie Borkowski utilisant une analyse multi-longueur d'onde des franges d'interférences. Le sujet reste ouvert mais des solutions commencent à apparaître. Je me place dorénavant dans un cas où toutes les ouvertures sont en phase. Nous allons donc nous intéresser à la façon de recombinaison ces ouvertures pour des formes différentes de l'interféromètre.

Pendant ces trois années de thèse, j'ai développé de nombreux programmes relatifs à la recombinaison des interféromètres. Je détaillerai ici les différentes méthodes avec des simulations numériques pour quatre géométries de pupille différentes. Une géométrie composée de sous-pupille de 36 carrés sur une trame carré, le cas de 37 sous-pupilles circulaires sur trois anneaux concentriques, une géométrie composé de 37 hexagones type Keck diluée, et enfin une pupille composé de 37 télescopes répartis de façon aléatoire. Dans les différents cas proposés, nous indiquerons les propriétés de contraste et de champ.

Intéressons-nous tout d'abord aux trois méthodes de recombinaison et à leurs développements analytiques:

- Fizeau
- Michelson
- Densifiée (Michelson généralisée)

### 6.2.1 La recombinaison Fizeau

La recombinaison Fizeau (Fizeau H. 1868; Roddier F. & Ridgway S.T. 1999) consiste à faire une recombinaison directe des différents télescopes à l'entrée. On conserve donc les rapports entre le diamètre  $d$  des sous-ouvertures et la base  $B$  de l'interféromètre. Cela correspond dans le plan image à une convolution d'un ensemble de distribution de Dirac avec les sous-ouvertures. Nous avons donc les relations mathématiques suivantes pour la PSF (Point Spread Function) en mode Fizeau:

$$PSF_F(x_i, y_i, \lambda) = \left| F \left[ \sum_{n=1}^N (\delta(x_n, y_n)) \otimes \Pi(d) \right] \right|^2 \quad (6.1a)$$

$$PSF_F(x_i, y_i, \lambda) = \left| \sum_{n=1}^N (e^{-2i\pi \cdot (x_i \cdot x_n + y_i \cdot y_n) / F \cdot \lambda}) \times F[\Pi(d, \lambda)] \right|^2 \quad (6.1b)$$

$\delta(x_n, y_n)$  correspond ici à l'emplacement des centres des sous-ouvertures  $\Pi(d)$  aux coordonnées  $(x_n, y_n)$ .  $(x_i, y_i)$  sont les coordonnées relatives au plan image.  $(F[...])$  traduit la transformée

de Fourier de l'élément entre crochets, à ne pas confondre avec  $F$  la focale de l'instrument. La distribution en intensité au plan image donne pour un cas général polychromatique une autre relation de convolution entre la distribution d'intensité de l'objet ( $O(x_o, y_o)$ ) et la PSF Fizeau décrite ci-dessus. On obtient alors la relation de convolution suivante:

$$Img_F(x_i, y_i) = \int_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_2} (O(x_o, y_o) \otimes PSF_F(x_i, y_i, \lambda)) .d\lambda \quad (6.2)$$

Maintenant, nous allons étudier l'effet sur l'image de la géométrie des sous-ouvertures pour différentes bases de l'interféromètre avec une recombinaison du type Fizeau. Concernant la géométrie de la base, je distribue la position des télescopes (pics de Dirac) selon les quatre types de géométrie proposés juste avant (carrée, circulaire, hexagonale et enfin aléatoire). Par contre pour la forme des sous-ouvertures  $\Pi(d)$ , je propose trois formes différentes (carrée, circulaire, et hexagonale) associées au trois premières géométries de la base avec le même ordre. Pour le dernier cas aléatoire, j'ai pris des sous-ouvertures circulaires.

La transformée de Fourier des sous-ouvertures  $F[\Pi(d)]$  peut être déterminée analytiquement pour les deux premiers cas. Par contre concernant le cas hexagonal le développement mathématique rigoureux est fastidieux et n'offre pas un gain important lors des simulations. Il faut remarquer aussi qu'il est possible grâce aux divers programmes de combiner les différentes géométries entre elles, mais pour plus de clarté nous nous limiterons aux quatre cas précédents.

$$F[circulaire] = \frac{2.J_1\left(\pi.d.\sqrt{x_i^2 + y_i^2}/\lambda\right)}{\left(\pi.d.\sqrt{x_i^2 + y_i^2}/\lambda\right)} \quad (6.3a)$$

$$F[carre] = \frac{\sin(2.\pi.d_x.x_i/\lambda)}{(2.\pi.d_x.x_i/\lambda)} \cdot \frac{\sin(2.\pi.d_y.y_i/\lambda)}{(2.\pi.d_y.y_i/\lambda)} \quad (6.3b)$$

$$F[hexagone] \approx F[circulaire] \quad Si \quad \sqrt{x_i^2 + y_i^2} < 1.22\lambda/d \quad (6.3c)$$

$d$  est le diamètre du télescope pour une sous-pupille circulaire.  $d_x, d_y$  correspond à la taille du télescope pour une pupille rectangulaire. Pour simplifier, nous nous plaçons dans le cadre d'une pupille carrée où  $d = d_x = d_y$ .

Je présente ici les simulations numériques pour les quatre recombinaisons Fizeau pour une résolution spectrale de cinq. Les échelles des diverses figures sont données par rapport à la longueur d'onde moyenne  $\lambda_0$  (couleur verte sur les images) et la base B.

Je me place dans un cas où les ouvertures sont peu diluées où l'espacement des sous-pupilles est du même ordre de grandeur que le diamètre de celle-ci. Cette configuration a été choisie pour garder un échantillonnage supérieur à Shannon sur les images obtenues.

## Recombinaison avec une géométrie carrée

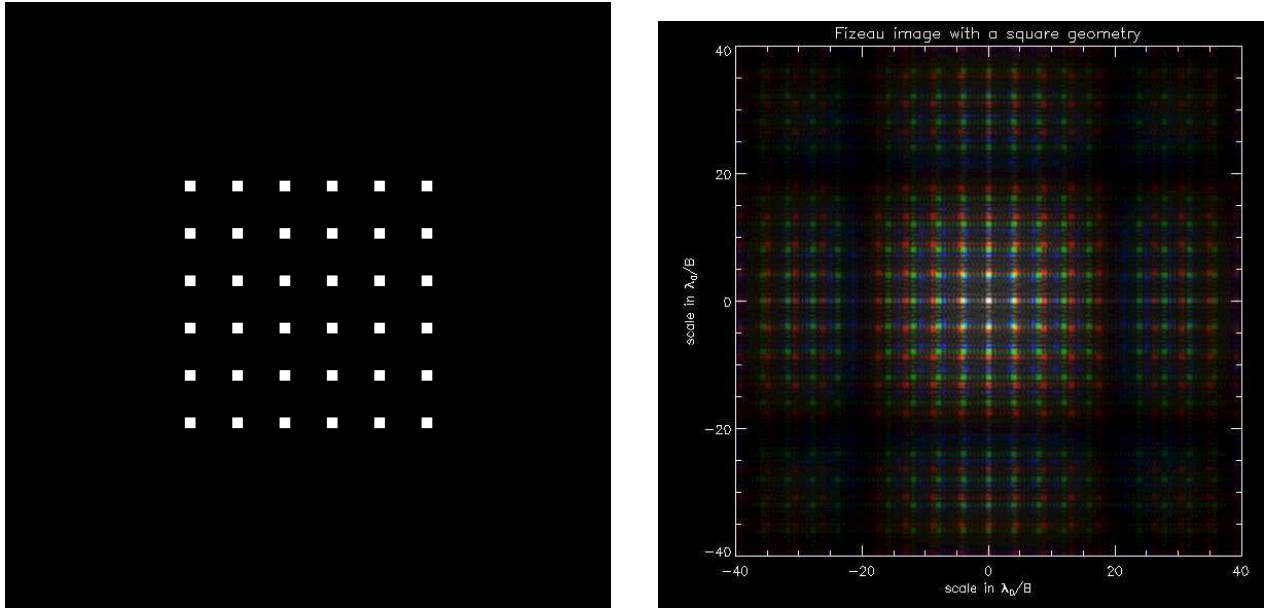


Figure 6.3: Exemple d'une recombinaison Fizeau pour 36 télescopes carrés sur une trame carrée. A gauche la pupille d'entrée diluée, à droite l'image résultante pour une largeur spectrale  $R=5$ . Les échelles sont données en fonction de  $\lambda_0$  la longueur d'onde moyenne (ici de couleur verte). L'image est ici à la puissance 0.25 pour bien voir les pics secondaires.

## Recombinaison avec une géométrie circulaire

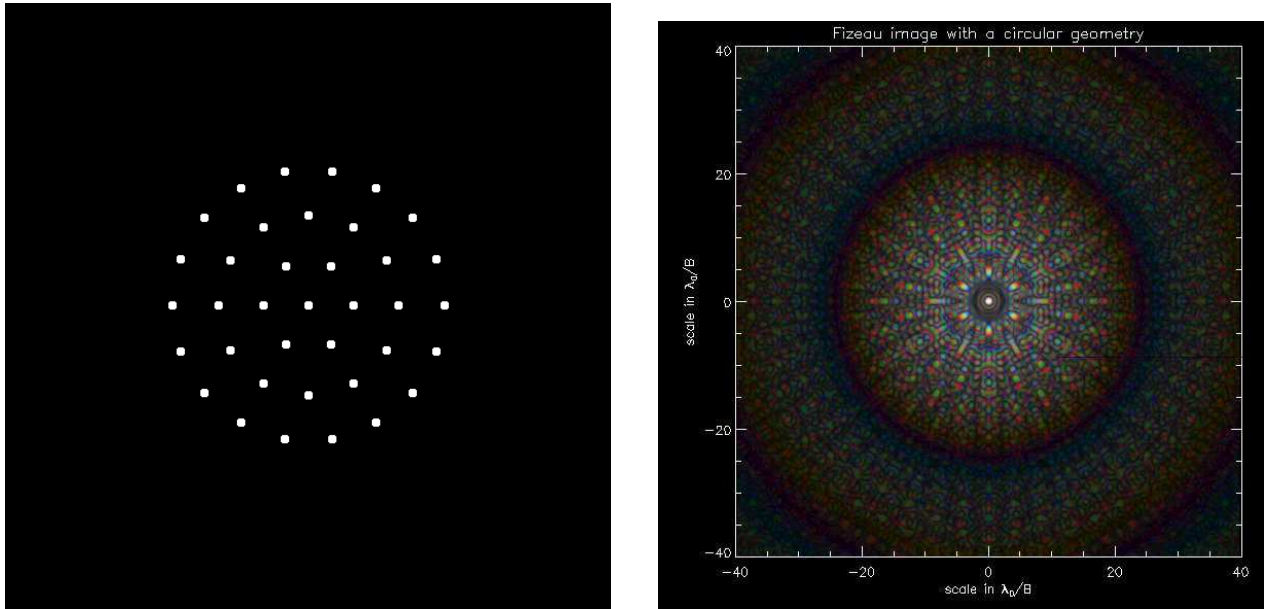


Figure 6.4: Cas d'un interféromètre Fizeau avec 37 ouvertures circulaires réparties sur trois anneaux concentriques. A gauche la pupille diluée, à droite l'image résultante. On remarque sur l'image de gauche du plan pupille que les sous-ouvertures ne sont pas circulaires à cause des effets de pixellisation des simulations numériques.



## Recombinaison avec une géométrie hexagonale

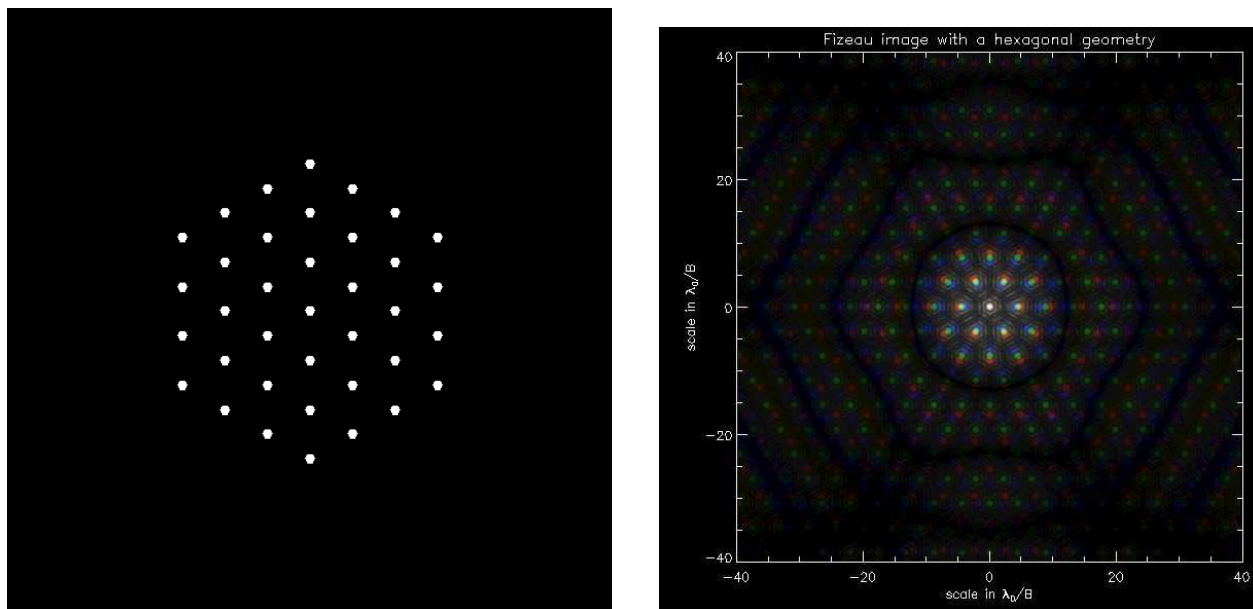


Figure 6.5: Ici on se retrouve avec un interféromètre du type Keck dilué sans obstruction centrale (37 sous-ouvertures). A gauche la pupille et à droite l'image Fizeau résultante. Cette géométrie sera étudiée avec un masque coronographique à la fin de ce chapitre.

## Recombinaison avec une géométrie aléatoire

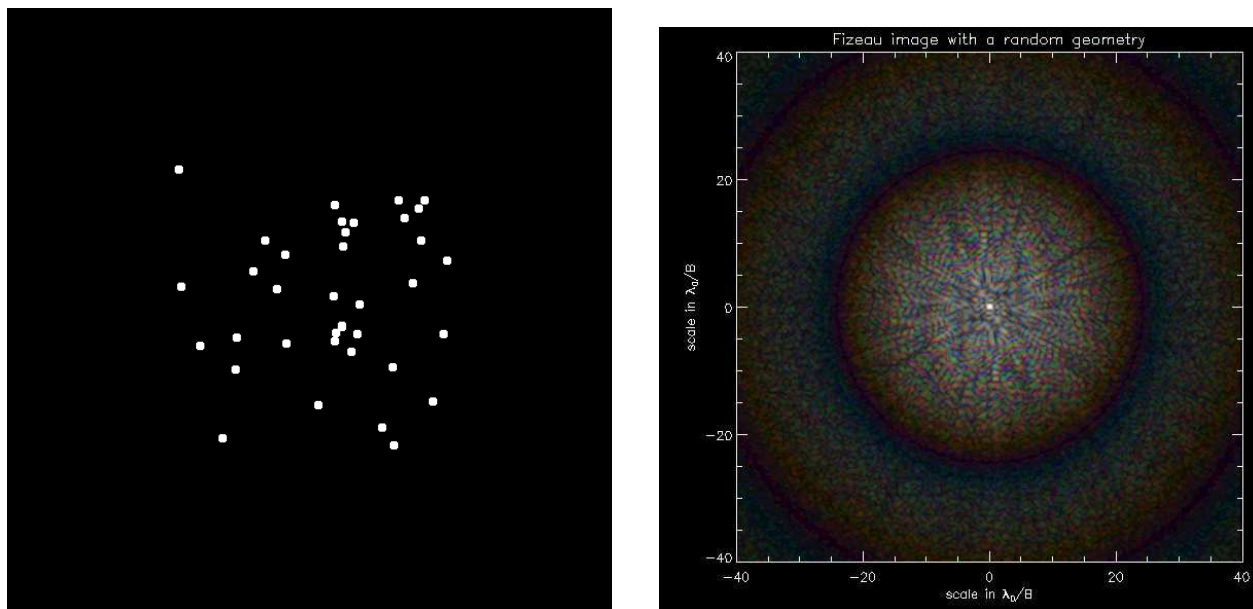


Figure 6.6: Enfin, un cas où la disposition des 37 sous-pupilles d'entrée est aléatoire. A droite l'image Fizeau obtenue.

### 6.2.2 La recombinaison du type Michelson

Je vais aborder la recombinaison de deux télescopes avec un interféromètre de Michelson (Michelson A.A. & Pease F.G. 1921; Traub W.A. 1986). Nous verrons dans la partie qui suit que ce type de recombinaison peut être étendu pour N télescopes : C'est la densification de pupille (Labeyrie A. 1996).

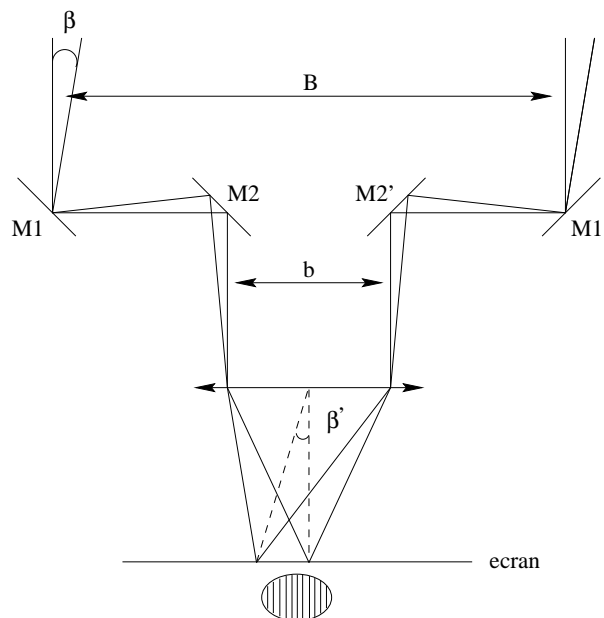


Figure 6.7: Schéma de principe d'un interféromètre de Michelson, pour le cas d'une source dans l'axe et d'une source hors-axe avec un angle  $\beta$ . (La figure a été réalisée par Sophie Gillet).

Dans ce type de recombinaison, on rapproche les deux pupilles d'entrées M1 et M1' grâce aux deux miroirs plans M2 et M2'. Cela a pour effet d'augmenter l'angle à la sortie de l'interféromètre  $\beta' = (B/b)\beta$ . Il apparaît alors que le champ est très étroit de l'ordre de deux franges ici. Ainsi si la source hors axe à un angle supérieur à  $\beta_l$  (correspondant à la limite du champ de l'interféromètre), elle est en dehors du champ et l'on ne détecte alors que des pics colorés d'ordre supérieur dans le champ d'observation.

L'intérêt premier de ce type de montage est de concentrer tout le flux sur une seule frange, ce qui n'est pas le cas de la recombinaison Fizeau où une multitude de franges apparaissent. La magnitude limite est ainsi augmentée, ce qui permet d'observer des étoiles plus faibles. Mais en contre partie on perd ici la relation de convolution entre l'objet et la PSF. Je discuterai de ce dernier point dans le cadre de la recombinaison densifiée, qui est une simple généralisation de l'interféromètre de Michelson à N télescopes.

### 6.2.3 La recombinaison Densifiée

Précédemment, nous avons vu qu'une recombinaison Fizeau donne pour un point source une multitude de franges d'interférence. Ce nombre augmente avec le carré de la dilution de l'interféromètre. Dans les images précédentes, nous avons une dilution faible de 4, 8, 20 pour les cas respectifs carrés, cercles, hexagones, et l'on observe déjà une multitude de pics. Pour des dilutions importantes de 100 à  $10^4$ , on se trouve dans une véritable "forêt" de pics de même intensité.

Si l'on utilise dans plan image une caméra à comptage de photons, on peut augmenter le signal sur bruit en sommant les différents pics d'interférence. Mais ce procédé est laborieux et devient un peu complexe au fur et à mesure que l'ordre des pics augmente, car on disperse l'énergie radialement de façon importante (proportionnellement à l'ordre). Si la caméra possède un bruit de lecture, ce qui est généralement le cas, l'image devient ainsi inexploitable car on ne peut plus sommer tous les ordres, on est obligé de se limiter aux flux supérieurs à  $3\sigma$  par exemple du bruit de lecture. Cela a pour effet d'augmenter le signal sur bruit avec un facteur inférieur à la racine carrée du nombre de pics sommés.

En 1996, Antoine Labeyrie a proposé la possibilité d'agrandir les sous-pupilles d'entrée. Si l'on a choisi une configuration adéquate, on se retrouve alors avec une pupille de sortie quasi-monolithique donc sans trous (Labeyrie A. 1996; Gillet S. et al 2001). Ce principe de "densification" généralise donc un interféromètre Michelson pour N télescopes. Nous allons développer un peu le formalisme mathématique de ce type de recombinaison dans un cas simplifié où toutes les sous-ouvertures sont semblables.

La propriété principale est qu'il devient possible de faire de l'imagerie directe, mais dans un champ limité : le ZOF (Zero Order Field).

Dans une recombinaison du type densifié, le fait d'augmenter la taille de pupille de sortie, a pour effet d'augmenter le déplacement des franges. Dans le cas précédent d'un interféromètre de Michelson, on avait  $\beta' = \gamma_d \beta$  avec  $\gamma_d > 1$ . Dans le cadre d'un interféromètre à N ouvertures, nous pouvons toujours avoir le même déplacement du pic d'interférence si nous densifions les sous-ouvertures du même facteur  $\gamma_d$  tout en gardant le centre de celles-ci à la même position. Nous allons considérer que cette première condition est remplie et l'on suppose aussi que la forme des sous-ouvertures est la même. Nous pouvons alors élaborer un formalisme mathématique plus simple de la pupille densifiée.

**Propriétés mathématiques** Posons  $x_o$  et  $y_o$  la position d'un point source par rapport au centre du champ.

$$A_D(x_i, y_i, \lambda, x_o, y_o, \gamma_d) = I_D(x_i, y_i, \lambda, x_o, y_o, \gamma_d) \times F[\Pi(d, x_o, y_o, \lambda)] \quad (6.4a)$$

$$I_D(x_i, y_i, \lambda, x_o, y_o, \gamma_d) = \sum_{n=1}^N \left( e^{-2 \cdot i\pi \cdot (x_i \cdot x_n + \gamma_d \cdot x_o + y_i \cdot y_n + \gamma_d \cdot y_o) / F \cdot \lambda} \right) \quad (6.4b)$$

$$Img_D(x_i, y_i) = \int_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_2} \left| \int_{x_o} \int_{y_o} (O(x_o, y_o) \times A_D(x_i, y_i, \lambda, x_o, y_o, \gamma_d)) \cdot d\gamma_d \cdot x_o \cdot d\gamma_d \cdot y_o \right|^2 \quad (6.5)$$

La figure d'interférence  $I_D(x_i, y_i, \lambda, x_o, y_o, \gamma_d)$  se déplace  $\gamma_d$  plus vite que la fonction enveloppe des sous-ouvertures  $F[\Pi(d, \lambda, x_o, y_o)]$ . Cette relation ne traduit plus une simple convolution entre l'objet  $O(x_o, y_o)$  et une PSF. Car en effet, cette dernière change continûment de forme selon sa position dans le champ de l'interféromètre densifié.

On peut remarquer néanmoins que pour un taux de dilution très important, pour des déplacements  $x_o$  et  $y_o$  très faibles et donc le déplacement de l'enveloppe  $F[\Pi(d, \lambda, x_o, y_o)]$  peut être approximé par  $F[\Pi(d, \lambda)]$ , ce qui permet de sortir cette expression de l'intégrale. Cette approximation est pessimiste, car elle a pour effet de réduire le champ artificiellement et d'autant plus que le facteur de densification  $\gamma_d$  est faible. Nous verrons par la suite les corrections apportées dans le cas de faibles densifications.

$$Img_D(x_i, y_i) \approx \int_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{|F[\Pi(d, \lambda)]|^2}{\gamma_d^2} \cdot O(x_o, y_o) \otimes PSF_F(x_i, y_i, \lambda) \quad (6.6a)$$

$$Img_D(x_i, y_i) \approx \int_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{|F[\Pi(d, \lambda)]|^2}{\gamma_d^2} \cdot Img_F(x_i, y_i) \quad (6.6b)$$

L'image finale en mode densifié  $Img_D(x_i, y_i)$  peut être alors exprimée comme une convolution entre l'objet et la PSF Fizeau  $PSF_F(x_i, y_i, \lambda)$ , mais vu à travers une fenêtre très limitée  $\frac{|F[\Pi(d, \lambda)]|^2}{\gamma_d^2}$  qui constitue l'unique champ d'observation de l'interféromètre.

**Les dispositifs de densification** Le rapprochement des sous-pupilles doit se faire par un dispositif optique particulier. Après une recombinaison directe Fizeau, on doit re-imager la pupille d'entrée sur le densifieur. Une double trame de micro-lentilles, agrandit la taille de chaque sous-ouverture. Deux cas sont alors possible:

le cas où les deux trames sont convergentes et l'autre cas où une est convergente et l'autre est divergente. Le schéma de la Figure 6.8 montre ainsi les deux cas considérés. Le premier dispositif a la propriété d'inverser le front d'onde de chaque sous-pupille ce qui diminue artificiellement le champ de l'interféromètre. Je ne rentrerai pas dans les détails de ces différents dispositifs de densification de la pupille, des travaux sont actuellement en cours à l'OHP avec notamment la thèse de Sophie Gillet. Les figures Figure 6.8 rendent comptes des deux types de densifieur utilisable:

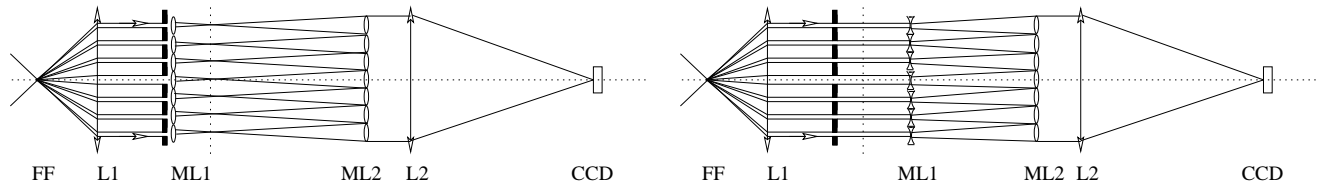


Figure 6.8: A gauche, le cas d'un densifieur "positif" constitué pas deux trames de micro-lentilles convergentes ( $ML_1$  et  $ML_2$ ). A droite, un densifieur "négatif" où la première trame est divergente. Ce dernier schéma respecte l'orientation du front d'onde d'entrée, c'est à dire qu'il n'y a pas comme dans le cas "positif" une inversion haut-bas et gauche-droite de chaque sous-pupille. FF est le foyer Fizeau de l'interféromètre.

Des propriétés extrêmement intéressantes apparaissent avec la pupille densifiée. Selon la loi de conservation de l'énergie toute celle-ci diluée auparavant dans de multiples pics de l'image Fizeau ce retrouve ici dans un unique pic avec une amplification d'un facteur  $\gamma_d^2$ . Ce pic est "blanc", la contribution de toutes les longueurs d'onde se retrouve au même endroit, le bord sera légèrement coloré par le fait que les grande longueur d'ondes donneront des pics d'interférence plus larges. Ce champ est défini comme le Zero Order Field en anglais (ZOF), tous les objets à l'intérieur de ce champ auront donc un pic image "blanc". Par contre, les objets à l'extérieur de ce champ auront, toujours avec la conservation de l'énergie, une contribution sous forme d'un petit spectre dans le ZOF qui je le rappel est la seule fenêtre d'observation dans ce type d'interféromètre. Le champ extérieur est appelé High Order Field (HOF) en anglais en comparaison aux différents ordres d'un réseau de diffraction.

En comparaison avec les premières simulations présentées dans le cas précédent dans le mode Fizeau pour quatre géométries différentes, je m'intéresse maintenant à la recombinaison densifiée. Les simulations sont faites avec l'approximation de grande dilution expliquée plus haut, elles sont donc légèrement pessimistes.

Résultat de la densification avec une géométrie carrée

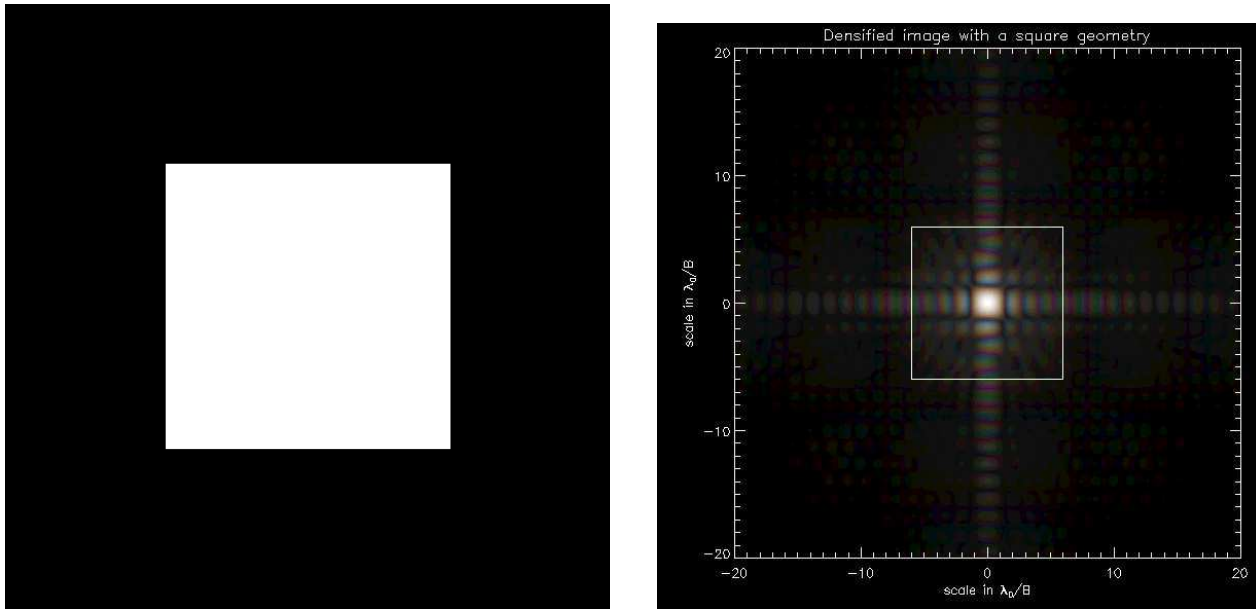


Figure 6.9: A gauche: la pupille parfaitement densifiée, et à droite on regarde la partie centrale du champ Fizeau. En effet la densification limite le champ, à la partie sans repliement contenant les pics blancs de l'image: le ZOF. Le ZOF théorique est représenté par le carré blanc sur l'image de droite. L'image est ici à la puissance 0.25

Résultat de la densification avec une géométrie circulaire

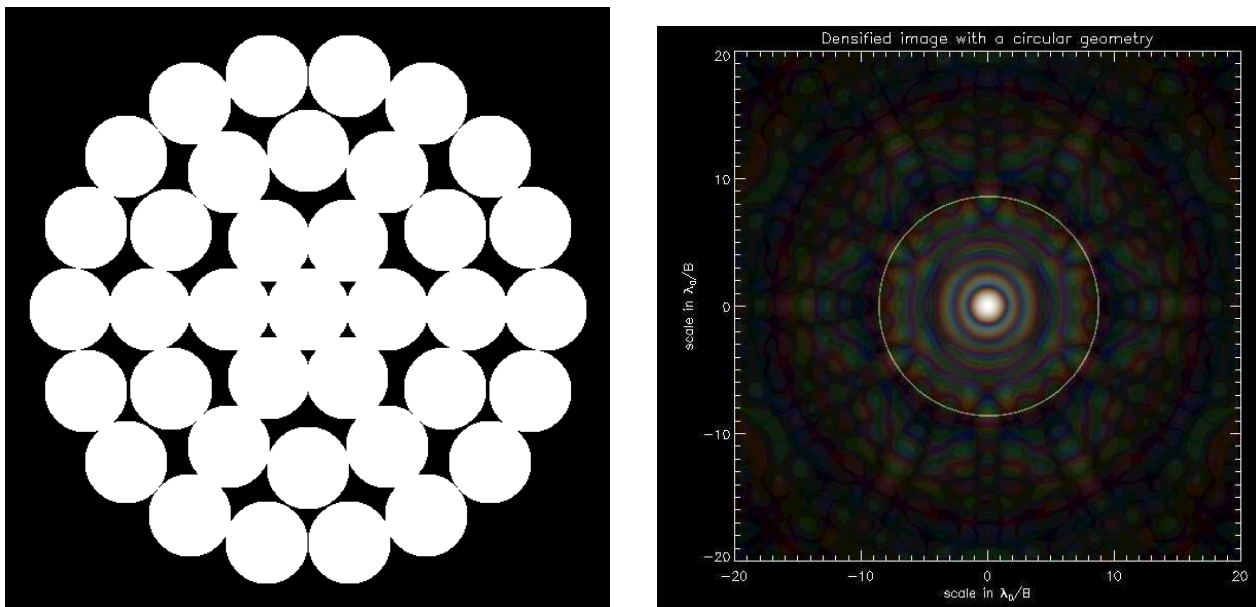


Figure 6.10: Cas de la densification des trois anneaux avec une sous pupille circulaire. Il reste encore des espaces . On est dans le cas d'une densification non jointive. Le cercle représente le ZOF théorique pour cette configuration.

## Résultat de la densification avec une géométrie hexagonale

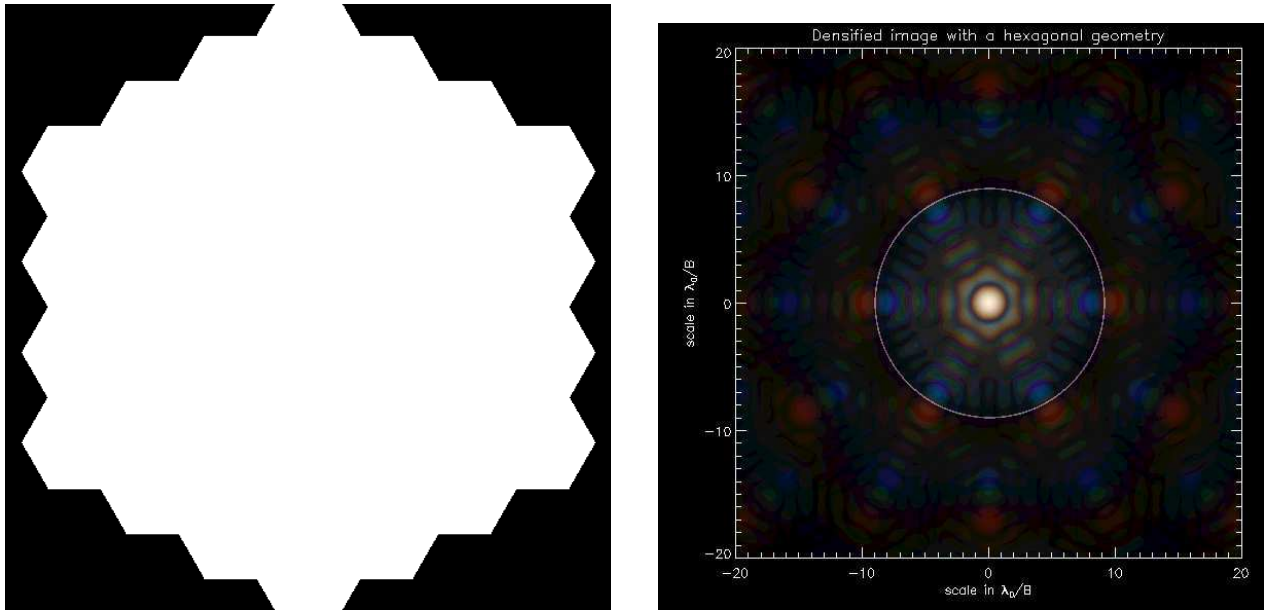


Figure 6.11: Densification des 37 hexagones. Nous reviendrons plus en détail à cette géométrie lors de l'utilisation de systèmes coronagraphiques. Cette densification est parfaitement jointive comme pour le premier cas avec des pupilles carrées.

## Résultat de la densification avec une géométrie aléatoire

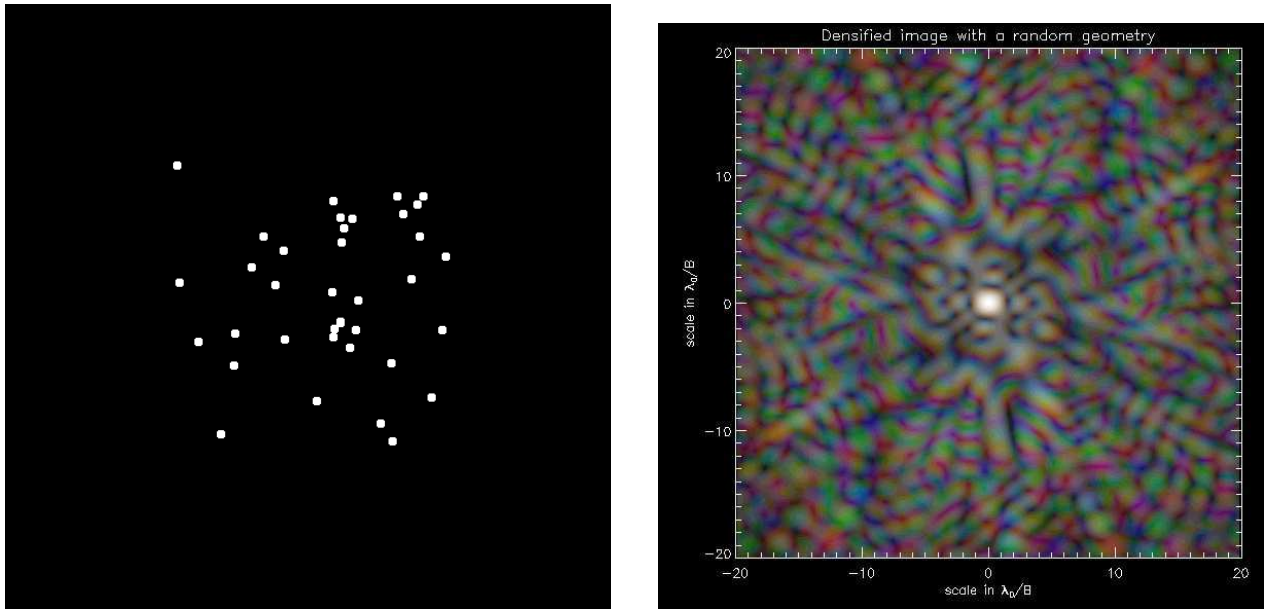


Figure 6.12: Ici du fait de la présence d'ouvertures très rapprochées, la densification possible est faible. L'image ressemble donc au cas Fizeau.

Les deux courbes présentent ici l'image d'une source au centre du champ dans le cas Fizeau et densifié. Les intensités ont été normalisées à 1 pour les deux calculs.

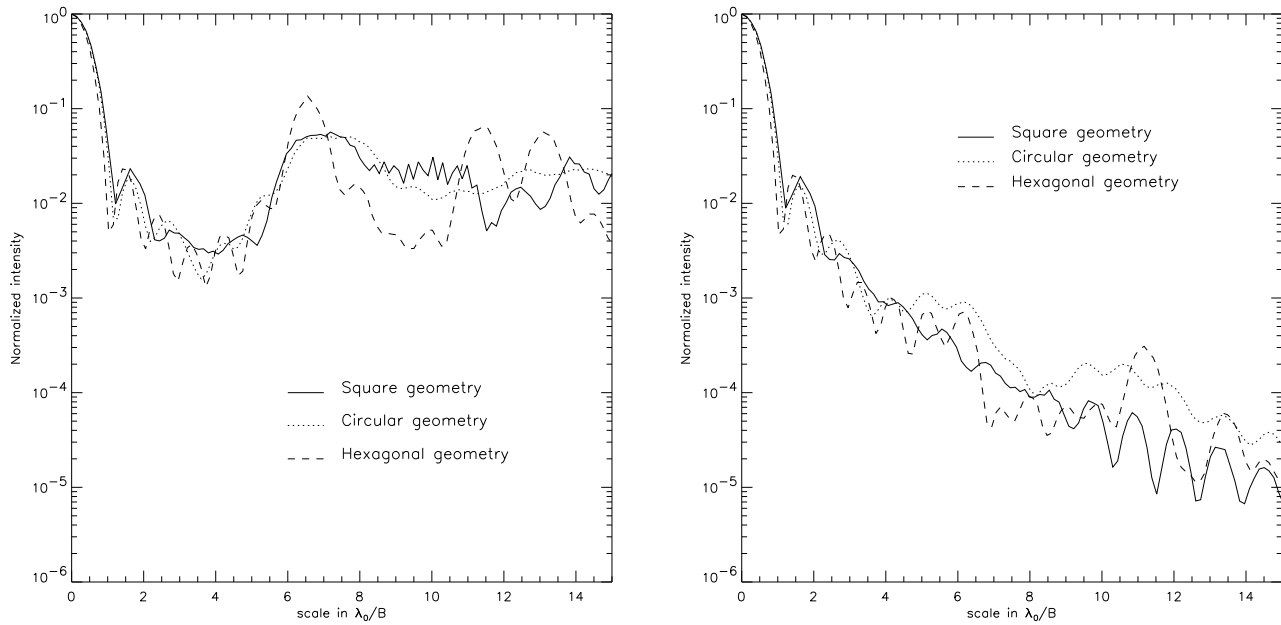


Figure 6.13: A gauche le profil Fizeau pour les trois premières géométries. Je présente des moyennes azimuthales sur les trois longueur d'ondes. A droite, le cas densifié.

## 6.3 Qualité de l'image

Maintenant regardons plus en détail les propriétés du ZOF.

### 6.3.1 Gain en magnitude

Regardons l'énergie contenue dans le pic d'interférence dans les modes Fizeau et densifié. Pour ce dernier, on se place dans le cas pessimiste d'un faible facteur de densification (de 4 à 20). J'intègre le flux dans  $2.44\lambda/B$  en diamètre, pour une étoile au centre du champ. Cela donne les résultats suivants:

Table 6.1: Energie contenue dans le pic en mode Fizeau/densifié

Géométrie:	Carrée	Circulaire	Hexagonale	Aléatoire
Energie dans $2.44\lambda/B$ en mode Fizeau	3.4%	2.9%	9.6%	4.4%
Energie dans $2.44\lambda/B$ en mode Densifié	81.7%	86.7%	90.8%	4.5%
Taux de densification/(magnitude)	23.7/(3.4)	29.6/(3.7)	9.5/(2.5)	1/( $\approx 0$ )

Un effet important apparaît dans tous les interféromètres: c'est le repliement du champ. Dans le cas de la pupille densifiée, lorsque la source bouge par rapport au champ (ZOF), le pic d'interférence blanc diminue en intensité relativement à la variation de l'enveloppe de ce champ. Si la sous-ouverture est circulaire, cette enveloppe est une tache d'Airy (fonction de Bessel  $4J_1(x)^2/x^2$ ). Des pics dispersés apparaissent alors à l'opposé du déplacement de la

source (par conservation de l'énergie). Cela a pour effet, de disperser l'énergie dans plusieurs pics différents et on pollue le champ avec de l'information répétée : on a donc un phénomène de repliement des images, où “aliasing” en anglais.

Cet effet, est présent en mode Fizeau. Dans ce dernier cas du fait du faible taux d'énergie dans le pic central, lors du déplacement de la source, les pics dispersés apparaissent aussi à l'opposé, mais le détecteur peut ne pas faire de détection de ces pics trop faibles. Cela contribue en fait globalement au bruit de fond. On voit ainsi dans ce dernier cas, que l'effet de pollution devient vite prépondérant quand le nombre de sources augmente dans le champ d'observation.

### 6.3.2 Nombre d'éléments de résolution dans l'image

On en vient maintenant à l'étude du nombre d'éléments de résolution contenu dans le ZOF. Cela nous informe du nombre maximum de sources ponctuelles que nous pouvons imager dans ce champ. Pour tout les types de recombinaison, il faut non seulement inclure les sources dans le ZOF qui donneront un pic non dispersé, mais aussi les sources du HOF qui donneront des spectres dans le ZOF pour le cas densifié et seulement une PSF décalée dans le cas Fizeau.

Pour les trois types de géométrie nous allons calculer analytiquement le nombre d'éléments de résolution (“resels” en anglais) toujours dans le cas d'une grande dilution de l'interféromètre. Il faut tout d'abord calculer le diamètre de la base densifiée en unité du nombre de sous-ouvertures. On connaît ainsi le rapport géométrique entre la base une fois densifiée et le diamètre de la sous-ouverture. Nous pouvons alors calculer le nombre d'éléments contenu dans le ZOF en fonction du nombre  $N$  de sous-pupilles. Dans les trois cas considérés on connaît la forme analytique de la fonction d'enveloppe ( $|F[\Pi(d, \lambda)]|^2$ ).

Table 6.2: Nombre d'éléments de résolution pour un interféromètre

Géométrie:	Carrée	Circulaire	Hexagonale	Aléatoire
Enveloppe:	Sinus cardinal	Bessel $J_1$	$\approx$ Bessel $J_1$	Bessel $J_1$
Rapport base/sous-ouverture	$\sqrt{N}/\sqrt{2N}$	$\sqrt{(4N-1)/3}$	$\sqrt{(4N-1)/3}$	/
Configuration	4 au centre / 1 au centre	1 au centre	1 au centre	/
Nombre d'éléments	$4N/8N$	$\pi \cdot (4N-1)/4$	$\pi \cdot (4N-1)/4$	$N(N-1)/2$

Pour les ouvertures carrées nous avons deux configurations différentes: on a au centre soit un seul carré et le premier anneau possède alors 8 carrés, soit 4 carrés et le premier anneau est constitué de 12 carrés. D'où les deux valeurs présentées dans le tableau ci-dessus. Dans le cas de couronnes circulaires, il ne faut pas oublier la configuration du type OVLA:  $N$  télescopes sur une couronne. Nous trouvons un nombre d'éléments de résolution de :  $N^2/4\pi$

Etudions plus en détail le cas de la faible dilution, un facteur correctif apparaît. En effet, l'enveloppe a tendance à se déplacer en même temps que les objets. Ce déplacement dépend du type de densification que l'on fait. Ainsi pour une densification “positive” (avec deux lentilles convergentes), ce déplacement de l'enveloppe se fait dans le sens contraire des pics d'interférence: il y a réduction du champ. Pour une densification “négative”, on a exactement l'effet contraire, l'enveloppe suit les pic d'interférence. Posons  $\alpha_d$  le facteur correctif. On obtient pour ce terme  $\alpha_d = (1 \mp 1/\gamma_d)$  pour respectivement la densification positive (signe -), et négative (signe +). Le nombre d'éléments de résolution donné dans le tableau précédent sera donc multiplié par ce coefficient.



### 6.3.3 La densification de pupille: Optimisation du plan (u,v)

Le mode densifié apparaît donc comme une optimisation du plan (u,v) pour le champ limité par le ZOF. Ce champ est nous l'avons vu très limité en dimension. Mais nous avons la possibilité de densifier un grand nombre de ces champs. Ce concept a été proposé par Antoine Labeyrie au colloque de Nice sur la haute résolution angulaire notamment.

Il est donc possible avec un montage optique approprié d'avoir plusieurs champs densifiés adjacents. Pour ne pas avoir d'effet de diaphonie entre les champs élémentaires, il faut qu'ils soient suffisamment séparés par une distance de l'ordre de  $2 - 3\lambda/d$  avec  $d$  le diamètre des sous-ouvertures. Le schéma suivant montre, une possible utilisation d'un multi-champ densifié avec quatre UT du VLTI.

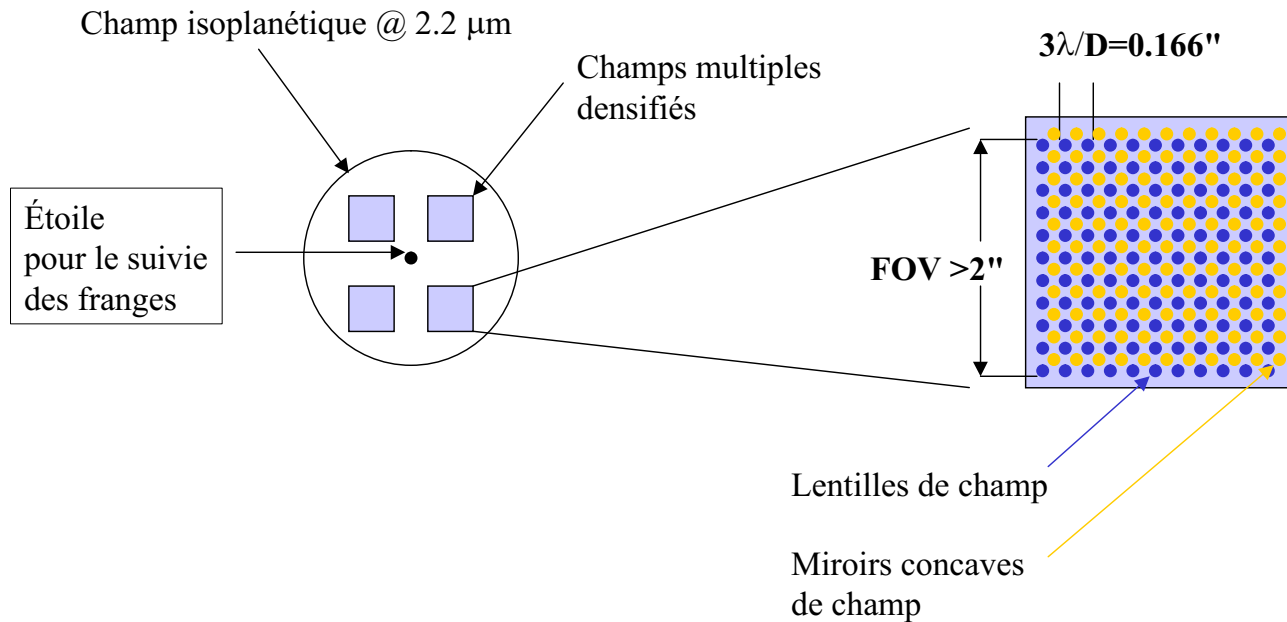


Figure 6.14: Schéma de principe du mode VLTI multi-densifié pour quatre champs autour d'une étoile brillante. Celle-ci permet de suivre les franges d'interférences. Il faut rester dans le champ d'isoplanétisme de l'interféromètre.

L'idée est la suivante :

On place dans l'image Fizeau du VLTI une trame de micro-lentilles de champ, et on ajoute sur la même trame un ensemble de miroirs permettant aussi d'avoir les champs intermédiaires. Le système nécessite l'inclinaison de la trame, il faut donc des formes légèrement elliptiques pour les micro-lentilles et les miroirs selon son inclinaison par rapport à l'image Fizeau. Derrière chaque lentille de champs, on place deux autres trames ayant la géométrie de la base du VLTI. Les deux trames constituent le multi-densifieur à proprement parler. Ce type de configuration est applicable pour tous les interféromètres.

Ce dispositif, permet de faire de l'imagerie dans un champ plus important de  $4 - 25''^2$ , mais il nécessite un algorithme de reconstruction d'image assez lourd et gourmand en temps de calcul.

## 6.4 Résultats sur le ciel

Pour valider le concept de densification sur le ciel, un premier essai a été mené par Ettore Pedretti en 1999 (Pedretti E. et al. 2000). Malheureusement, du fait de la très mauvaise qualité de la trame de micro-lentilles utilisée et des problèmes de suivi du télescope cela n'avait abouti qu'à des résultats mitigés. L'étoile double Castor apparaissait difficilement séparée dans les images obtenues. Il faut saluer néanmoins la persévérance d'Ettore ainsi que celle d'Olivier Lardière et Luc Arnold dans cette entreprise, vu les problèmes matériels rencontrés.

Peu après cela, un autre essai a été entrepris sous l'impulsion de Sophie Gillet à l'OHP, mais avec un densifieur complet "positif" constitué par deux trames convergentes de micro-lentilles (Figure 6.8). Celles-ci ont été réalisées au GEPI par David Horville et Françoise Gex. Les résultats ont été très probant, grâce à la haute qualité des micro-lentilles ainsi qu'à l'excellent travail effectué par Sophie Gillet dans cette manip (Gillet S. et al 2002).

La configuration interférométrique est la suivante:

- Une base de 10 cm de diamètre, pour ne pas avoir recours à l'optique adaptative.
- 78 sous-ouvertures de 1mm de diamètre sur une trame carrée.

Sur l'image obtenue ci-dessous, on arrive très bien à séparer les deux composantes: Castor A (au centre) et B (en bas à gauche).

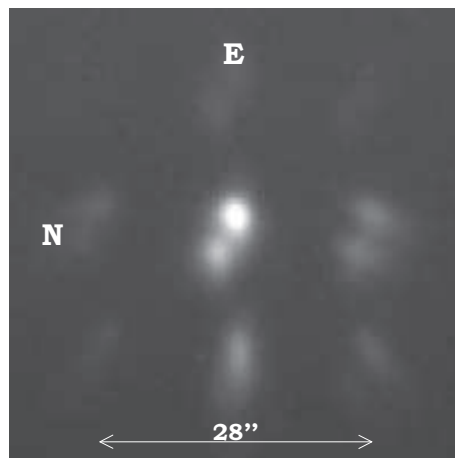


Figure 6.15: Image densifiée obtenue avec 78 ouvertures de 1 mm de diamètre sur une trame carrée. La turbulence était assez mauvaise avec près de 2.7'' FWHM. On peut remarquer une élongation verticale correspondant à une dérive en  $\delta$ . Le temps de pose est ici de 800s.

Table 6.3: Quelques mesures photométriques sur Castor A-B (Gillet S. et al 2002)

	mesurées	attendues
Séparation	$3.8'' \pm 0.3''$	4''
Position (angle)	$68.2^\circ \pm 5^\circ$	$63.81^\circ$
$\Delta m$	$0.8 \pm 0.15$	0.9

Intéressons-nous après ce premier essai, à une utilisation au sol de cette technique pour des bases plus importantes. Je vais donc présenter ici quelques considérations de densification pour les télescopes Keck et GTC (Gran Telescopio de Canarias).

## 6.5 Application de densification sur le Keck/GTC

Au début de mon travail de thèse, j'ai étudié l'utilisation possible de la pupille densifiée pour un télescope au sol. Je ne considère ici que le cas d'un instrument imageur simple. Un coronographe pourrait bien sûr être ajouté par la suite.

L'idée est de ne prendre qu'une portion des sous-pupilles du Keck ou du GTC par exemple et de densifier le tout. En effet, si on se limite à des tailles de sous-pupilles de l'ordre de  $1 - 3r_0$  en diamètre ( $r_0$  est le paramètre de Fried), les effets de turbulence atmosphérique sont surtout concentrés sur les premiers polynômes de Zernike (Piston, Tip, Tilt) (Roddier F. et al. 1982; Roddier F. 1987; Roddier N. 1990). Si on corrige par exemple le Piston (Perrin G. 1997), mieux que la correction de l'optique adaptative primaire sur un second étage, on obtiendra un très bon rapport de Strehl sur l'image finale après le processus de densification.

Prenons un exemple pour mieux comprendre les gains possibles de cette technique:

En bande R, le  $r_0 = 15\text{cm}$  à Hawaii. Si l'on prend 36 sous-pupilles du Keck de taille  $2.r_0$ , la correction du piston résiduel (50 nm rms sur le Keck après le premier étage d'optique adaptative) à 10 nm par exemple, donnera un strehl ratio de plus de 85% à 700 nm! Bien sûr en contre partie la luminosité de l'instrument sera fortement dégradée par le fait que la surface collectrice totale est faible. Dans notre cas elle est quand même équivalente à un miroir de 1.8 m de diamètre, mais la résolution angulaire correspond bien à celle d'un télescope de 10 m.

Je vais montrer quelques résultats de simulation pour cette configuration.

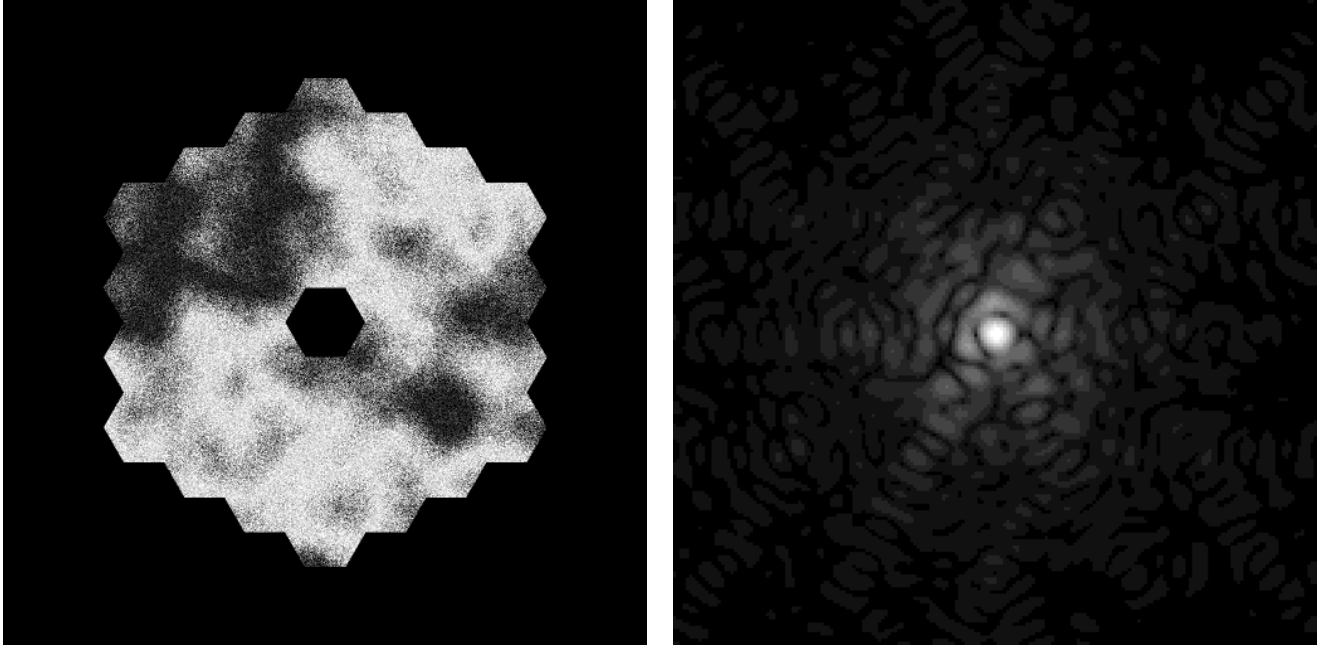


Figure 6.16: A gauche un front d'onde du Keck avec une turbulence du type Kolmogorov. A droite, l'image obtenue après la correction du premier étage d'optique adaptative. On obtient un Strehl de 20% environ.

Le cas présenté est très optimiste car obtenir 20% de Strehl avec une optique adaptative en R est difficile. Mais ce qui est important de voir c'est le gain enregistré lors de l'opération de densification. Ainsi si l'on se place dans un cas moins favorable avec 10% de Strehl après le premier étage de l'optique adaptative, on obtient après la densification un strehl de plus de 50% environ. Nous sommes ici dans un cas où la densification est faible avec  $\gamma_d = 6$ , le champ fait dans ce cas 0.2" en diamètre. La résolution est de 14 mas à 700 nm. Cela ouvre des perspectives d'imagerie à haute résolution angulaire dans le visible et proche infrarouge sur les

grands télescopes segmentés actuels comme le Keck et le GTC, mais aussi sur les télescopes monolithiques classiques. Cette approche devra être étudiée plus en détail, en tenant compte par exemple des résidus réels à la sortie du premier étage de l'optique adaptative. L'intérêt majeur de cette approche est de permettre d'avoir un rapport de Strehl élevé à courtes longueurs d'ondes (Bande R,I par exemple).

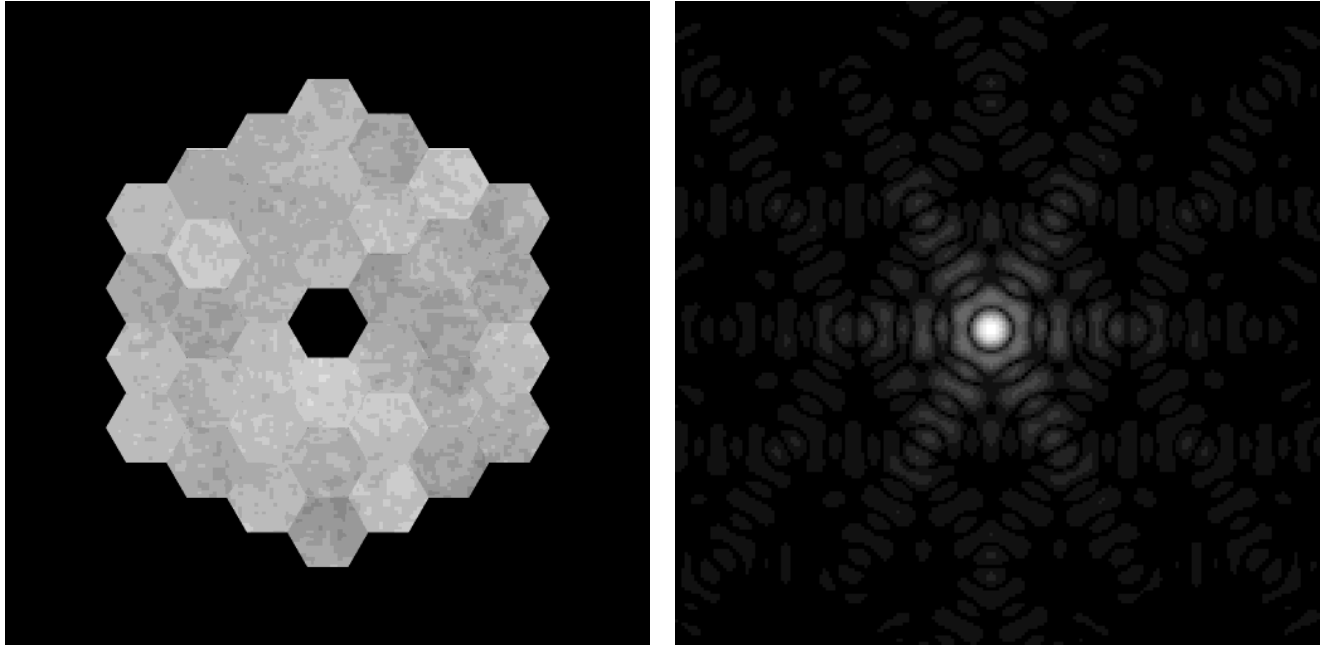


Figure 6.17: A gauche, image de la pupille après densification et correction du piston sur chaque hexagone à 5% près. A droite, l'image obtenue est très bonne avec 85% de Strehl. Les quatre images sont à la puissance 0.25 pour bien faire ressortir les faibles niveaux de luminosité.

## 6.6 Application de la coronagraphie à l'interférométrie

Le couplage de la coronagraphie avec l'interférométrie est intéressant dans deux cas importants:

- Au sol pour enlever l'obstruction centrale d'un télescope monolithique
- Dans l'espace pour la détection des exo-planètes en infrarouge thermique

Concernant l'utilisation d'un coronographe sur un interféromètre au sol, cela nécessite une excellente correction par une optique adaptative des aberrations causées par la turbulence atmosphérique et cela pour chacune des sous-ouvertures. Un gain en détectabilité apparaît par le fait qu'en mode interférométrique le pic de la planète est plus petit en dimension sur le détecteur ( $\lambda/B$ ) et donc on obtient une plus grande dilution des diverses composantes de bruit que dans le cas classique d'une observation sur un télescope monolithique.

### 6.6.1 Le cas au sol avec le VLT

Nous avons vu précédemment que le coronographe à quatre quadrants était très sensible à l'obstruction centrale. Cet effet est moins important en présence de turbulence. Pour les anciens types de télescopes au sol, l'obstruction centrale est généralement très importante (35% au Palomar ou 36% au CFHT). Concernant la nouvelle génération d'instrument comme le VLT, elle est moindre avec 14% pour les UT. Néanmoins, il semble intéressant d'enlever l'obstruction centrale pour augmenter le taux d'atténuation du coronographe.

Pour cela, on découpe quatre portions de pupille du télescope que l'on densifie ensuite avec quatre mini-lentilles dans le but d'obtenir une pupille parfaitement pleine. Ce travail est actuellement en court d'étude à l'OHP avec Sophie Gillet ainsi qu'à Nice avec le groupe de Claude Aime et Rémi Soummer.

### 6.6.2 Le cas spatial avec les Projets DARWIN/TPF

Dès 1999, notre groupe sous l'impulsion d'Antoine Labeyrie, a voulu étudier l'utilisation d'un coronographe avec interféromètre en pupille densifié. Le premier cas présenté ici sera l'utilisation d'un coronographe de phase du type Roddier sur un interféromètre hexagonal avec une pupille du type "Keck" mais sans l'obstruction centrale avec une configuration hors-axe (Kuhn J.R. & Hawley S.L. 1999; Kuhn J.R. et al. 2001). Cela donnait déjà des résultats intéressants, les simulations ont été publiées dans Icarus en 2000 (Boccaletti A. et al. 2000a), avec des considérations sur le rapport signal sur bruit.

Après le travail sur le quatre quadrants, il semblait logique de voir avec ce type de coronographe, si l'on pouvait obtenir une meilleur détectabilité avec la même configuration. Quelques changements ont néanmoins été nécessaires, comme la circularisation de la pupille de sortie juste avant le coronographe ainsi qu'une prise en compte plus réaliste des différents bruits mis en jeu comme le fond zodiacal et exo-zodiacal (Boulanger & Pérault 1988; Leinert Ch. et al. 1997; Kelsall T. et al. 1998; Arendt R.G. et al. 1998; Dwek E. et al. 1998; Dwek E. & Arendt R.G. 1998). Ce travail sera présenté à la suite de l'article Icarus (Riaud P. et al. 2002).

## 6.7 Articles sur les interféromètres imageurs avec un coronographe

Dans cette dernière section, je vais présenter les deux articles sur l'utilisation d'un coronographe avec un interféromètre imageur à pupilles densifiées. Le premier est la première étude de ce type de configuration avec un coronographe à masque de phase du type Roddier sans apodisation. Une étude avec apodisation a été proposée dans le cadre du programme de la NASA TPF par l'équipe de François Roddier et Olivier Guyon (Guyon O. & Roddier F. 2002).



# Snapshot Coronagraphy with an Interferometer in Space

A. Boccaletti

*DESPA, Observatoire de Paris Meudon, Place J. Janssen, 92195 Meudon, France; and Collège de France, 11 Place M. Berthelot, F-75321 Paris, France*  
E-mail: Boccalet@despa.obspm.fr

P. Riaud

*Collège de France, 11 Place M. Berthelot, F-75321 Paris, France; and Observatoire de Haute-Provence, F-04870 St. Michel l'Observatoire, France*

C. Moutou

*ESO Santiago, Chile*

and

A. Labeyrie

*Collège de France, 11 Place M. Berthelot, F-75321 Paris, France; and Observatoire de Haute-Provence, F-04870 St. Michel l'Observatoire, France*

Received February 3, 1999; revised January 3, 2000

Diluted arrays of many optical apertures will be able to provide high-resolution snapshot images if the beams are combined according to the densified-pupil scheme. We show that the same principle can also provide coronagraphic images, for detecting faint sources near a bright unresolved one. Recent refinements of coronagraphic techniques, i.e., the use of a phase mask, active apodization, and dark-speckle analysis, are also applicable for enhanced contrast. Implemented in the form of a proposed 50- to 500-m Exo-Earth Discoverer array in space, the principle can serve to detect Earth-like exo-planets in the infrared. It can also provide images of faint nebulosity near stars, active galactic nuclei, and quasars. Calculations indicate that exo-planets are detectable amidst the zodiacal and exo-zodiacal emission faster than with a Bracewell array of equivalent area, a consequence of the spatial selectivity in the image. © 2000 Academic Press

**Key Words:** extrasolar planets; instrumentation; image processing.

## 1. INTRODUCTION

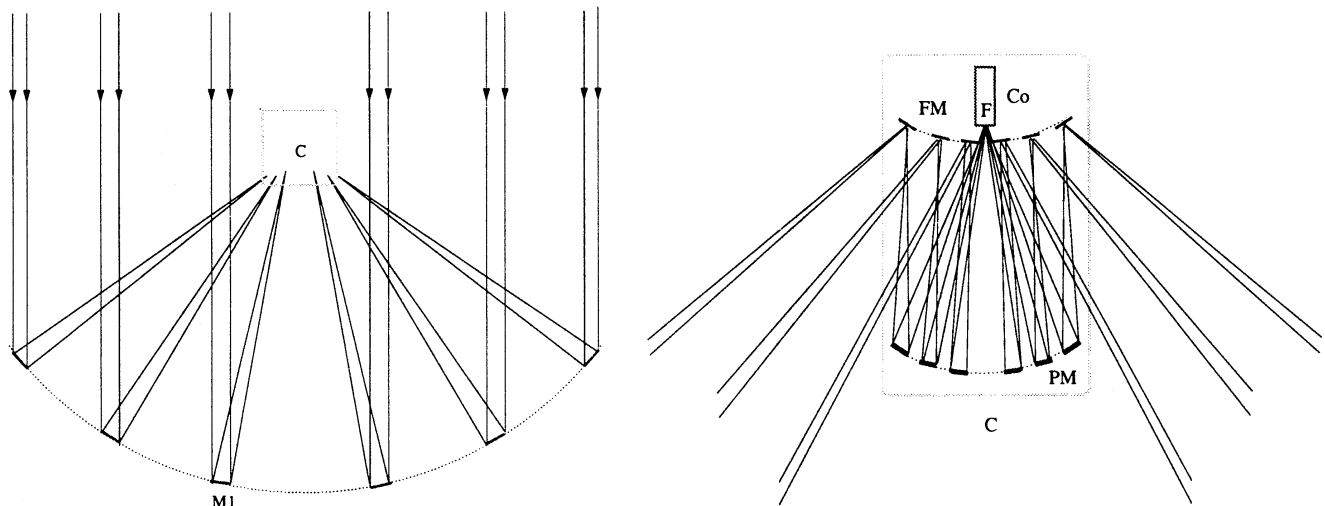
An early proposal for searching for exo-planets involved coronagraphy aboard the "Large Space Telescope" (Bonneau *et al.* 1975), which became the Hubble Space Telescope (HST). It was shown that telescope rotation and synchronous image subtraction could remove much of the coronagraphic residue, a speckled halo of star light expected to outshine the planet image by 3 or 4 orders of magnitude. The corresponding Faint Object Camera (FOC) was built by the European Space Agency, but the COSTAR corrector subsequently installed aboard HST to

correct the figuring error of its main mirror destroyed the size matching of the Lyot stop in the FOC coronagraph and made it inoperable. Also, the aperture size had been shrunk from 3 to 2.4 m, and the telescope rotation proved difficult to achieve. However, the FOC could have succeeded since exo-planets brighter than expected were recently found by radial velocity measurements (Mayor and Queloz 1995, Marcy and Butler 1996, Delfosse *et al.* 1998).

The rotation modulation principle was later adopted, together with a form of coronagraphic field-selective attenuation, by Bracewell and McPhie (1979) for their proposed interferometer exploiting the improved contrast of a planet in the infrared. The concept has been refined by Léger *et al.* (1996) for the DARWIN proposal, and also has been adopted by Angel and Woolf (1997) for their Terrestrial Planet Finder. Both instruments are intended to observe in the 10- $\mu$ m infrared. At this wavelength, the Earth's luminosity is said to be  $7 \times 10^6$  times, or 17 magnitudes, fainter than the Sun's.

Coronagraphic imaging is now also considered for the Next Generation Space Telescope (Gezari *et al.* 1997, Moutou *et al.* 1998, Trauger *et al.* 1998, Le Fèvre *et al.* 1998). The added refinement of "dark-speckle imaging" can further improve the detection sensitivity 10 to 1000 times (Boccaletti *et al.* 1998a), while the use of a phase mask and the active attenuation of residual starlight in the annular field push the sensitivity toward the exo-planet detection threshold at visible wavelengths.

In this article we analyze and confirm the suggestion (Labeyrie 1999b) that these techniques of apodized imaging are also usable with large multi-aperture interferometric arrays operating in the densified-pupil imaging mode. Indeed, it was recently shown



**FIG. 1.** Possible optical train for the Exo-Earth Discoverer. Mirror elements M1 focus starlight in the focal combiner C (details below), on field mirrors FM, which form a densified image of the pupil on mirror segments PM. A combined image is focused in F at the entrance of a coronagraph Co. Mirrors PM are carried by actuators for tip-tilt and piston corrections.

that such arrays operated in this mode can produce snapshot images in a narrow field (Labeyrie 1996). We have studied the coronagraphic schemes applicable to such imaging conditions and find them suitable for exo-planet observing at infrared wavelengths. At visible wavelengths they can provide higher angular resolution than NGST coronagraphy, allowing observations of fast orbiting exo-planets.

Our numerical simulations of imaging with the “Exo-Earth Discoverer” (EED) sketched in Fig. 1 verify the expected imaging performance. The EED is a 36-element space interferometer with size  $D$  of the order of 100 m. Having free-flying telescopes (Labeyrie 1985, Bély *et al.* 1996), it can be considered as a possible precursor of much larger instruments such as the 150-km Exo-Earth Imager proposed for the longer-term goal of making exo-planet portraits (Labeyrie 1999b).

## 2 SCIENCE

The proposed instrument is intended for imaging, in the infrared, and possibly the visible, faint circumstellar environments with their diffuse component and their point sources, brown dwarf companions or exo-planets. Brown dwarfs are expected to be  $10^7$  to  $10^8$  times fainter in the optical range and  $10^5$  times in the near infrared. Extra-solar planets are  $10^6$  times fainter than their parent star at 10 micrometers. Their detection may also be affected by the presence of extended emission, both zodiacal and exo-zodiacal, in their vicinity.

Jets and disks, as well as extreme cases of circumstellar activity such as in SS 433 (Spencer 1979), are obviously also relevant to high-resolution coronagraphy. Extended sources in the vicinity of stars are of interest, especially at the birth and death stages of the star life: observations of nebularities leading to the formation of a planetary system, ejected envelopes, accretion disks in binary systems, disks of small bodies, and planetary debris will all benefit from high-resolution imaging coronagra-

phy, as well as observations of high-velocity jets and supernova remnants.

High-angular resolution can also access the inner parts of active galactic nuclei, inside the dust torus, and coronagraphy can improve the rejection of the bright unresolved core. In objects such as M81, QSOs, and possibly gamma-ray bursters, where a central black hole is suspected, both the transverse and the radial components of the gas velocity may become observable with milli-arcsecond angular resolution and the associated field spectrography. Also interesting is the observation of rings around supernovae in nearby galaxies.

## 3 CONCEPTS

### 3.1. Pupil Densification

Fizeau interferometers, the equivalent of giant telescopes having a sparse mosaic mirror, produce an image, but its quality degrades catastrophically when the aperture size becomes much larger than the sub-apertures. A usable image can then be retrieved by densifying the exit pupil, i.e., distorting it to increase the relative size of the sub-pupils. Such instruments, which may be called “hyper-telescopes,” evade a requirement long believed to be a “golden rule of imaging interferometry” (Traub and Davis 1982, Beckers 1997), namely, that the exit pupil be identical to the entrance pupil. Instead, one preserves only the arrangement of sub-pupil centers, while magnifying each sub-pupil with respect to the inter-pupil spacings, thus making the exit pupil more densely packed than the highly diluted entrance pupil (Fig. 2).

The result is a combined image where the interference pattern is magnified, with respect to the broad diffraction peak contributed by the sub-apertures. This broad peak acts as a window which limits the field but concentrates the energy in the useful central part of the interference pattern. The pupil densification mixes two different scales in the image, the low-resolution scale



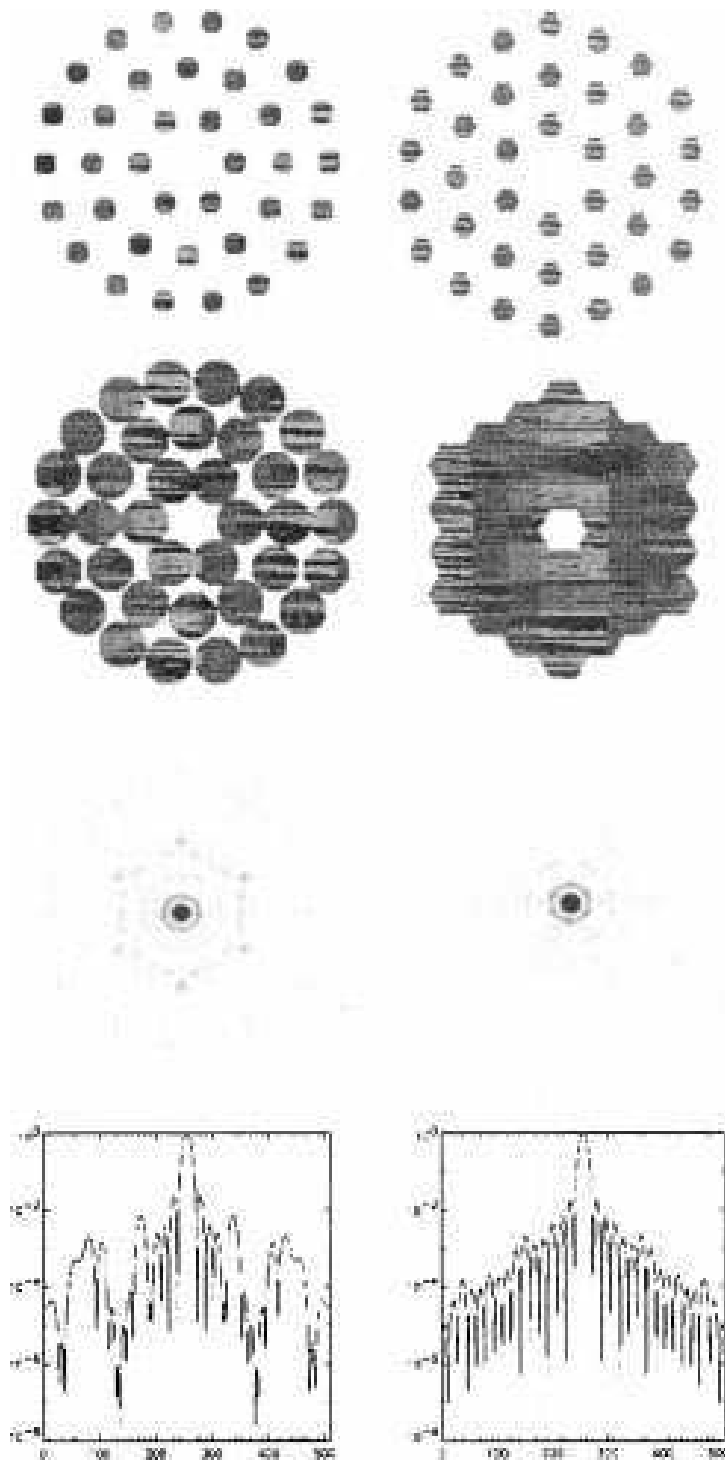


FIG. 2 Interferometer apertures (top row) with disk (left) or hexagon (right) subpupils, and a densified version of them obtained in the exit pupil (second row). The 100- to 200-m Exo-Earth Discoverer has a sparse entrance aperture but a fully densified exit pupil such as the one shown at the right in the second row. The star image (third row), with its diffractive envelope, has most energy in the central Airy peak, as seen in the intensity profiles (bottom).

of the sub-images, or images contributed by a single sub-aperture, and the high-resolution scale of the interference pattern, which retains the classical convolution behavior on extended objects. When the array is phased on a point source, a peak appears in the interference function, thus providing a direct image within the window.

Depending on the baseline redundancy, snapshot exposures obtained in this way can contain between  $N$  and  $N^2$  resolved elements, if  $N$  is the number of apertures. Simulations of an exo-planet's image, showing clouds and continents, have been obtained assuming a 48- or 150-aperture "Exo-Earth Imager," a larger version of the EED with 150 km size (Labeyrie 1999b).

Here we concentrate on the shorter-term goal of obtaining unresolved images of exo-planets, and the other goals mentioned in the previous section. It requires a smaller instrument, spanning 50 to 500 m, so that the central source is be unresolved, as required for phase-mask coronagraphy (Roddier and Roddier 1997, Guyon *et al.* 1999) and for dark-speckle imaging (Labeyrie 1995, Boccaletti *et al.* 1998a, Boccaletti *et al.* 1998b).

For a sparse array geometry allowing full pupil densification, we assumed an entrance aperture shaped like an "exploded" hexagonal paving (Fig. 2). The case of 36 elements, with concentric rings of 6, 12, and 18, was mostly used in the simulations, but a wider imaging field is obtainable with more elements, at no loss if the collecting area is conserved. Once densified, the 36-element pupil resembles the aperture of the Keck telescope (see Fig. 2).

### 3.2. Phase-Mask Coronagraphy with Multi-aperture Arrays

Classical coronagraphs since Lyot (1939) have an occulting mask in the first focal plane of a telescope, and, in a relayed pupil plane, a "Lyot stop" diaphragm. Slightly smaller than the pupil, it removes the double edge ring caused by diffraction, which contains most of the light propagated from the Airy rings (Malbet 1996). The focal mask is opaque and has to cover at least the 4 or 5 central rings of the Airy pattern for efficient nulling. What remains in the final re-imaged field is a few attenuated Airy rings, becoming broken into random speckles at increasing distances from the vanished Airy peak. The speckles result mostly from the residual bumpiness of the telescope's mirror, but obscurations of spiders, segmentation, etc., on the pupil can contribute.

With Roddier and Roddier's proposal (1997) of a transparent phase-shifting mask, smaller than the Airy peak ( $\approx 0.5(\lambda/D)$ ), similar extinction is achievable, but the usable field extends closer inward, down to the very edge of the Airy peak. The phase mask is basically narrowband. It can, however, be multiplexed for a wide spectral coverage by using a polychromatic Bragg hologram as a reflective phase mask (Labeyrie 1999b).

When a star's Airy peak is properly focused and centered on a phase mask, most light is diffracted outside the geometric pupil and is thus removable by a diaphragm, the Lyot stop, before the re-imaging of the focal plane. If made to match exactly the geometric pupil, including any central obscuration, spider arms, and segmentation gaps, the Lyot stop can be nearly optimal. In the presence of obscurations or mirror segmentation such as that shown at the top of Fig. 2, this is another advantage with respect to conventional Lyot coronagraphy, where the bright double fringe along edges requires masking a significant part of the geometric pupil area (typically 20% of the diameter is occulted).

Phase-mask coronagraphy for single telescopes such as the NGST (Moutou *et al.* 1998) can be extended to the case of a densified-pupil interferometer. Whether the wavefront focused at the entrance of the coronagraph has natural continuity or is a dense mosaic of wavefront patches coming from widely spaced sub-apertures in the entrance aperture makes no difference indeed. A non-resolved star is therefore “nulled” identically in either case.

Another new coronagraphic scheme, the Achromatic Interfero-Coronagraph (Gay J. and Rabbia 1996, Rabbia *et al.* 1998), also offers the capability of imaging a companion very close to the field center, and it uses an ingenious solution for achromatism. Although not included in the present simulations, it would be of interest to assess its performance in the EED context.

## 4. NUMERICAL SIMULATIONS

### 4.1. The Algorithm

We have performed numerical simulations of the proposed interferometer and coronagraph, using various occulting and apodizing schemes. In accordance with the theory of densified-pupil interferometry (Labeyrie 1996), the complex amplitude distribution in the exit pupil is considered as a convolution of a sub-pupil with a “fakir board,” i.e., an array of Dirac peaks representing the centers of the sub-pupils (the peaks can be complex numbers to represent phasing errors). The combined focal image of a point source is therefore a product of an interference function, the squared modulus of the fakir board’s Fourier transform, and a diffraction function similarly transformed from the sub-aperture.

If the array is correctly phased, the interference function resembles the classical Airy pattern with its central peak, although the outer rings here become broken into speckles. The usual phasing algorithms serving for adaptive optics in monolithic telescopes, using wavefront slope or curvature measurements, are not applicable to long baselines, but other approaches using sharpness criteria have been found usable on Earth and in space (Pedretti and Labeyrie 1999, Pedretti 1999).

An extended incoherent source convolves the interference function, but it affects negligibly the diffraction function if the interferometer is highly diluted. The interference function may therefore be considered as a spread function, while the diffraction function behaves like an envelope or field-limiting window applied to the convolved pattern.

For simulating the phase-mask coronagraph attachment, we introduced a  $180^\circ$  phase shift in the central part of the star’s Airy-like interference peak. The mask size is quite critical and was adjusted by trial and error for minimal residual starlight in the annular field. The Fourier transform of the resultant complex amplitude distribution is then multiplied by the Lyot stop, in most cases made to match exactly the geometric pupil, and again Fourier transformed to obtain the final image of the star.

Adding the planet’s image requires that a similar calculation be made for the planet. In the plane of the phase mask,

this involves the same interference function, but attenuated and shifted off-axis before multiplication with the unshifted diffraction function and the phase-mask function. Since the planet’s Airy peak falls outside of the phase-mask, the mask has very little effect on the planet’s final image.

Various sizes and shapes of the mask and pupil diaphragm were also experimented with for optimizing the nulling of the star and its feet.

### 4.2. Comparison of Various Pupil Configurations

We have considered diluted arrays of 36 elements, having either circular sub-apertures or, better, hexagonal ones allowing a full densification in the exit pupil. Although the interference functions are identical in both cases, we find that a darker coronagraphic field is achievable with the fully densified pupil. We therefore adopted this optimal pupil configuration for simulating the coronagraph in the following. The pupils and corresponding images are shown in Fig. 2.

When working with hexagonal sub-apertures and full densification, we find the first-order secondary peaks of the star’s interference function are exactly located on the envelope’s dark ring. The field area, expressed on the sky in units of the array’s Airy area (squared Airy radius), is approximately equal to the number of apertures. The secondary peaks of the star’s interference function have the same intensity as the central peak, but they have first-order lateral chromatism. Any stellar companion or planet present in the main field or in the extended field also has side-peaks. In this respect, in monochromatic light, the central field always contains a replica of the planet’s image if the central image is outside (see Fig. 5a).

### 4.3. Phase-Mask Size and Shape

Here the sub-apertures of the interferometer are assumed to be perfectly phased. The maximal nulling of starlight by the phase mask is reached when the amplitudes with opposite phases are balanced in the pupil, and this requires a careful adjustment of the phase-mask diameter (Fig. 3, top). A circular phase mask appears better than an hexagonal one. The calculated intensity profile in the coronagraphic image of the unresolved star (Fig. 3, bottom) shows that the average attenuation of the annular field achieved by the phase-mask coronagraph is of the order of 20 to 50, a value comparable to that obtained by Roddier and Roddier (1997) for a monolithic telescope. Although not a large gain, this brings the average halo level to  $\approx 2 \times 10^{-4}$  relative to the peak of the unmasked star image, a welcome improvement before the further darkening steps discussed below are applied.

Residual phase errors, both the intra-aperture errors caused by the bumpiness of the mirror elements and the inter-aperture errors caused by imperfect adjustment of the optical path differences among them, have the same effect as in monolithic telescopes: the feet of the diffraction pattern become distorted and intensified, both before and after the coronagraph. The intra-aperture bumpiness diffracts mostly outside of the imaging field

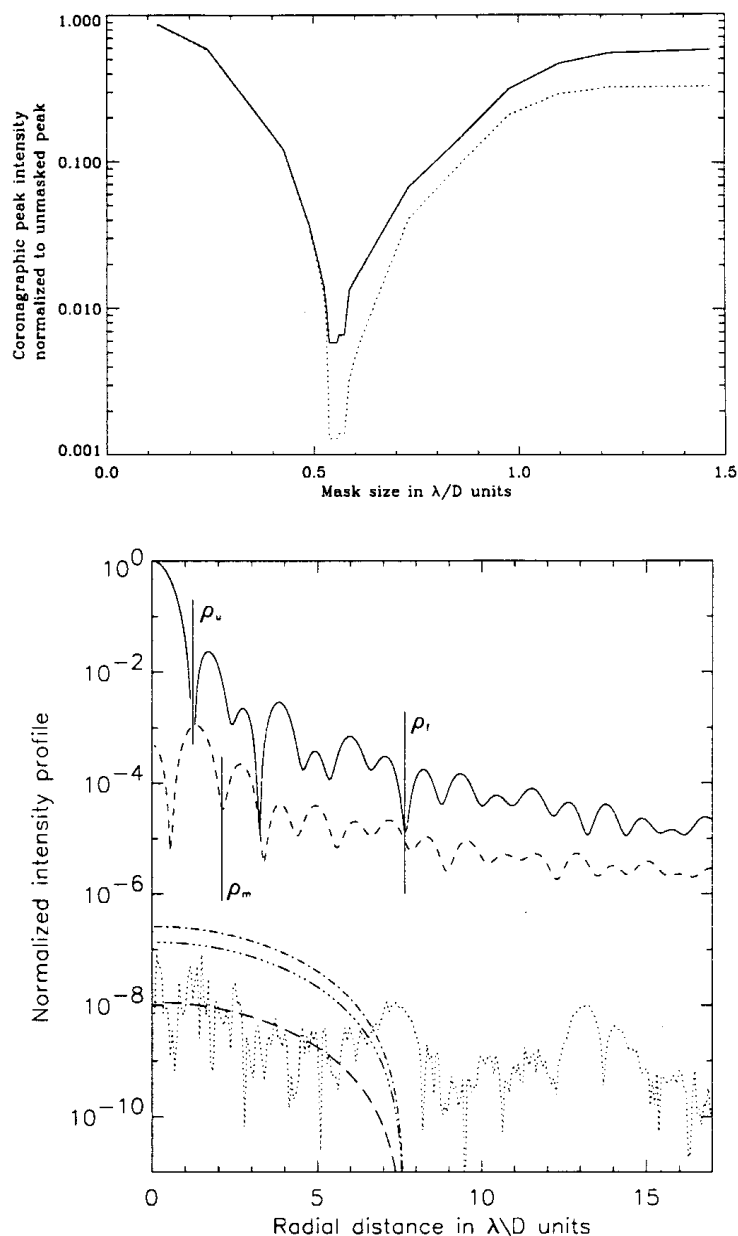


FIG. 3 (top) Central darkening versus phase-mask size with a fully densified pupil of 36 adjacent hexagons, measured at the maximum (dotted line) and across the area (solid line) of the Airy peak. The optimal mask size found is  $(0.555 \pm 0.005)\lambda/D$ . (bottom) Azimuthally averaged and normalized profiles of the unmasked Airy pattern (solid line), coronagraphic pattern (dashed line), and residual scattered pattern after subtraction of the reference frame (dotted line), including photon and readout noise. Both long exposures incorporated 20 different maps of  $(\lambda/170 \text{ rms})$  wavefront bumpiness. The radii of the first dark ring in the unmasked ( $\rho_u$ ), the masked ( $\rho_m$ ), and the sub-aperture ( $\rho_f$ ) images are indicated. Also indicated are the levels of Venus (dash-dot), Earth (dash-dot-dot), and Mars (long dashes) multiplied by the sub-aperture's diffraction function.

and therefore contributes little to the image degradation. In the 10-micrometer infrared, the inter-aperture path differences can be kept small compared to the wavelength. Our simulations indicate that wavefront bumpiness contributes little to the background. If its scale size is 10 times smaller than a sub-aperture and its RMS amplitude is 59 nm, corresponding to  $\lambda/8$  at  $0.5 \mu\text{m}$  and  $\lambda/170$  at  $10 \mu\text{m}$ , the bumpiness contribution to the  $2 \times 10^{-4}$

background is only  $10^{-8}$ . Subtracting a reference star image, obtained with a different bumpiness, therefore leaves a speckled background at the  $10^{-8}$  level (Fig. 3, bottom), and it can be smoothed if the actuators are re-adjusted many times during a long exposure. In the dark-speckle mode, the analysis is performed differently.

#### 4.4. Effect of Full or Partial Pupil Densification

Another critical parameter is the amount of densification in the exit pupil, and numerical simulations have again served to characterize its effect (Fig. 4). We varied the sub-pupil size and calculated the nulling in the annular coronagraphic field, extending from the second dark ring of the masked Airy peak  $\rho_m$ , outward to the first dark ring of the sub-aperture's Airy peak  $\rho_f$ . With 36 elements, its area is 25 times larger than the area of the first dark-ring  $\rho_u$  in the unmasked Airy peak (Fig. 3, bottom). The residual intensity reaches  $2 \times 10^{-4}$  with full densification. It increases 10 times for 50% density. The optimal phase-mask size depends on the density and may be adjusted for optimal nulling.

Narrow gaps between elements, amounting to a small percentage of the element size, are difficult to avoid in practice, but will not degrade the field darkness significantly. This is another advantage with respect to the classical Lyot coronagraph, where such amplitude patterns on the pupil can be disastrous.

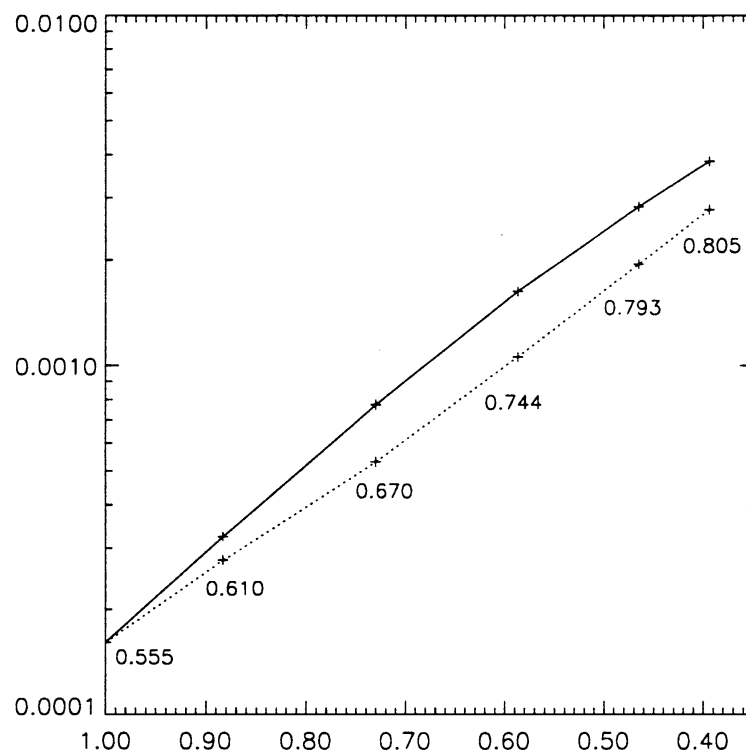


FIG. 4 Coronagraphic attenuation of starlight (y-axis) versus exit-pupil density (x-axis). The pupil density is measured as the relative area of the sub-pupils in the exit pupil, while the attenuation is measured in the annular field ( $12\lambda/D$ ) and normalized to the intensity of the unmasked peak. The dotted curve indicates that the mask size was re-optimized for each density value, while the solid curve indicates that the initial value ( $0.555\lambda/D$ ) was maintained. Numbers indicate the sizes of the re-optimized masks in units of  $\lambda/D$ .

## 5. APPLICATION TO EXO-PLANET DETECTION

### 5.1. Choice of Wavelength

The planet/star contrast improves a lot from the visible to the 10- $\mu\text{m}$  infrared, owing to the drop of the star's Planck function and the peaking thermal emissivity of the planet. Also, residual wavefront bumpiness causes smaller phase shifts and less scattered light at longer wavelengths. However, the angular separation of an 8-m space telescope such as the NGST becomes sufficient to separate planets from their star in the visible, although not in all cases, and provides in principle the same planet detection performance as an EED of identical collecting area.

### 5.2. Performance of Direct Imaging

Optimal data reduction would involve a combination of the dark-hole and dark-speckle techniques mentioned below. The simulation routines are demanding of computer time, however, and we have here simulated long-exposure images, a less sensitive method which smoothes the boiling speckles and thus cannot exploit the nulling achieved in the dark speckles, but nevertheless demonstrates the detectability of planets. The results shown in Fig. 5 assume 36 phased apertures of 0.6 m, for a total collecting area similar to that of DARWIN (about 8,8 m<sup>2</sup>) (Léger *et al.* 1996, Mennesson and Mariotti 1997). We have simulated a twin of the solar system located at 20 pc, with Venus, Earth, and Mars near a  $m_v = 6.33$  star. At 10  $\mu\text{m}$  the stellar magnitude is 11.5. The detector noise and photon noise were also included

in the simulated 10-h exposure. Planets  $\approx 7 \times 10^6$  times fainter than the parent star are directly detected after the subtraction of a reference image.

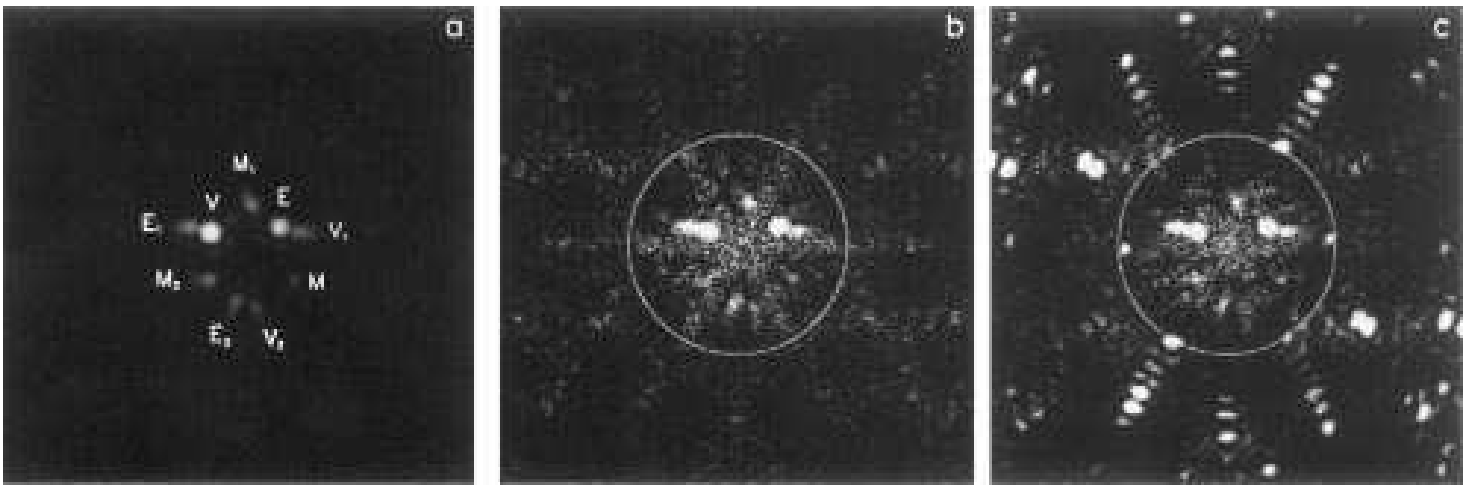
Phasing errors, modeled to represent the bumpiness of the mirror segments, corresponding to  $\lambda/170$  rms, are included for both the planetary system and the reference star. A long exposure was fabricated by adding 60 images obtained with independent random phase maps, and this was repeated with different phase maps for the reference star. With larger wavefront errors of  $\lambda/80$  (at 10  $\mu\text{m}$ ), the scattered light level is about  $10^{-7}$  and is therefore higher than the Airy peak of Mars, which remains undetected.

We have carried out the simulation at of three different wavelengths (9.5, 10, and 10.5  $\mu\text{m}$ ). Secondary peaks feature a first-order chromatic dispersion and cannot be confused with the white primary peaks. Due to the interferometer geometry, an off-axis source has three peaks at 120° (one primary and two secondary).

### 5.3. Further Gain with Dark-Hole and Dark-Speckle Techniques

Malbet *et al.* (1995), and Trauger *et al.* (1999) have shown how minor corrections of the wavefront shape, applied with active optics, can further improve the darkening of a coronagraphic image. Using a coronagraphic exposure, the dark-hole algorithm derives a phase-correction map. Once applied to the actuators, it improves the average darkness of the selected annular field.

The pattern of residual speckles changes randomly after each iteration, a consequence of noise in the servo loop. Although



**FIG. 5.** Coronagraphic image of a solar system twin observed at 20 pc ( $m_v = 6.33$ ) with the Sun attenuated to detect Venus, Earth, and Mars. The magnitude differences at 10  $\mu\text{m}$  are, respectively 16.4, 17.1, and 19.8 relative to the parent star. The simulated array has 36 telescopes of 0.6 m, providing a collecting area similar to that of DARWIN (8,8 m<sup>2</sup>). To discriminate the dispersed secondary peaks from the white primary peaks, the final image was obtained with a combination of three-wavelengths (9.5, 10, and 10.5  $\mu\text{m}$ ). In (a), the star is removed to show the Venus, Earth, and Mars components of the image, with their primary (V, E, M) and secondary (V<sub>1</sub>, V<sub>2</sub>, E<sub>1</sub>, E<sub>2</sub>, M<sub>1</sub>, M<sub>2</sub>) peaks. The peripheral attenuation by the diffraction envelope makes the secondary peaks of Mars brighter than the primary peak, since they are closer to the field center. No photon noise is present here. The separations are  $1.75\lambda/D$ ,  $2.43\lambda/D$ , and  $3.69\lambda/D$ , corresponding, for a 100-m array, to 36, 50, and 76 milli-arcsec at 10  $\mu\text{m}$ , respectively. A circle indicates the field limit, at the first dark ring of the diffraction envelope of a single 0.6-m aperture. On the sky, the corresponding field diameter is  $12\lambda/D$ , amounting to 0.24 arcsec at 10  $\mu\text{m}$  with a 100-m array of 36 elements. Image (b) shows a 10-h exposure with subtraction of a reference star image similarly obtained. Photon noise and readout noise (100 e-/pix/frame) were included. A perfect wavefront was assumed. Image (c) is similar, but with 59-nm RMS wavefront bumpiness ( $\lambda/170$ ), of 10-mn lifetime. Two different sets of 60-phase maps served for the object and the reference star. This level of bumpiness has little effect in the usable field, within the white circle. A further gain in sensitivity is achievable in the dark-speckle mode.

these speckles are here much fainter and slower than those caused by residual turbulence on Earth, the situation is similar, and dark-speckle imaging (Labeyrie 1995, Boccaletti *et al.* 1998a) can similarly improve the starlight rejection if thousands of short exposures can be exploited. The actuators can be re-adjusted every 10 s, for example, and frozen in-between during the exposures.

Dark-speckle observations performed on ground-based single-aperture telescopes (Boccaletti *et al.* 1998b) with a CP20+ photon counting detector (Abe *et al.* 1998) have verified the theoretical expectations. Their extrapolation to the situation considered here suggests that exo-planets ( $\Delta m(10 \mu\text{m}) \approx 16$  to 19,  $\Delta m(1 \mu\text{m}) \approx 22$  to 25) can be detected with exposures lasting hours to a few tens of hours. A limitation is the imperfect cleaning of the image, with a few stellar speckles surviving near the center. These can be removed with a reference star, and perhaps also by modifying the dark-hole algorithm.

#### 5.4. Signal-to-Noise Ratio

In addition to the residual pattern of starlight, the image provided by a densified-pupil interferometer contains light from the zodiacal and exo-zodiacal clouds. The part of these extended sources which lies outside of the narrow imaging field, but within the resolution patch of the sub-apertures, contaminates the image through the feet of the interference function.

An exo-planet peak in the image, with  $J_p$  photo-events detected every second, is thus contaminated with:

1.  $J_s$ , events/s from the residual speckled halo of starlight;
2.  $J_{ez}$ , events/s from the image of the exo-zodiacal cloud;
3.  $J'_{ez}$ , events/s from the feet of the exo-zodiacal image (the cloud being larger than the field, there is a contamination of the field from the missing parts of the cloud, through the feet of the spread function);
4.  $J_z$ , events/s from the zodiacal cloud;
5.  $J_T$ , events/s from the telescope thermal emission.

To calculate these quantities, we consider an entrance aperture of size  $D$  with  $N$  sub-apertures of size  $d$ . It receives  $I_p$  photons/s per square meter from the planet,  $I_s$  from the star,  $L_z$  from the zodiacal cloud, per steradian, and  $L_{ez}$  per steradian from the exo-zodiacal cloud of angular size  $\phi$ , assumed to be unresolved by a sub-aperture.

Since the planet's peak concentrates most entering photons,  $J_p = I_p N d^2$ . With the long-exposure mode using a reference star, the subtracted stellar contribution at the planet peak may be approximated by  $J_s = I_s N d^2 g$ .

The radial profile  $g = \rho^{-\alpha}$  of starlight is estimated if  $\rho$  is the axial distance and  $\alpha$  the log slope of the coronagraphic halo, which is of the order of  $\alpha \approx 1.5 \sim 2$  according to the simulation results of Fig. 3 (bottom). Log slope  $\alpha$  decreases slowly as the number of speckle patterns is increased, as does the speckle noise.

The remaining components may be expressed as:

$$J_z = L_z \lambda^2 \text{ in the zodiacal cloud;}$$

$$J_{ez} = L_{ez} \lambda^2 N d^2 D^{-2} \text{ in the image of the exo-zodiacal cloud;}$$

$$J'_{ez} = L_{ez} \phi^2 d^2 \text{ in the halo of the exo-zodiacal image;}$$

$$J_T = L_T \lambda^2 \text{ since the telescope thermal emission produces a background similar to the zodiacal cloud.}$$

The last four quantities describe the respective contributions of the central peak and the infinitely wide pattern of secondary peaks in the interference function. This pattern adds a halo to the image of the exo-zodiacal disc. A similar halo is also added to the image of the zodiacal continuum and dominates it completely.

These quantities are invariant when  $N$  varies at constant collecting area  $N d^2$ , except  $J'_{ez}$ , which decreases for increasing  $N$ . Increasing  $N$ , which is of interest to enlarge the field window, thus also improves the planet's discrimination against the halo of the exo-zodiacal image. In the  $N \rightarrow +\infty$  limit, the sparse array with densified exit pupil provides the same image as a filled telescope of similar diameter, although attenuated in the ratio of collecting areas.

In the long-exposure observing mode, noise components are:

1. photon noise  $P_n$  from the added photon contributions in the same speckle as the planet peak, amounting to  $P_n = \sqrt{(2J_s + J_p + J_z + J_{ez} + J'_{ez})T}$ , where  $T$  is the total exposure time (the factor 2 in the stellar term arises from the subtraction of a reference image);

2. speckle noise  $S_n$  from the stellar contribution,  $S_n = \sqrt{2J_s^2 T^2 / n_s}$  (Angel 1994), if  $n_s$  is the number of speckle patterns added in the long exposure; for  $n_s > 20$  the speckle noise becomes negligible;

3. read-out noise,  $R_n = \sqrt{2\sigma_{\text{ron}} n}$ , where  $\sigma_{\text{ron}}$  is the detector's read-out noise per speckle area, with  $n$  exposures made on both the object and the reference star;

4. thermal emission within the telescope: Diner *et al.* (1991) calculated that a telescope at 70 K provides, at  $10 \mu\text{m}$ , a 10% thermal contribution in the image of the zodiacal cloud. At 40 K, the mirror temperature considered for DARWIN and TPF, the ratio is in the range  $10^{-2} \sim 10^{-3}$ . Here, this ratio is unaffected when the Fizeau image goes through the densifier optics, provided its temperature is not higher than the primary mirror's. The image contamination from thermal emission is therefore negligible for planet searching at  $10 \mu\text{m}$ .

The long-exposure signal/noise ratio is therefore

$$S/N_{\text{EED}} = \frac{I_p N d^2 T}{\sqrt{P_n^2 + S_n^2 + R_n^2}} \quad (1)$$

or

$$S/N_{\text{EED}} = I_p N d^2 T [(2J_s + J_p + J_z + J_{ez} + J'_{ez})T + 2J_s^2 T^2 / n_s + 2\sigma_{\text{ron}} n]^{-1/2}. \quad (2)$$

The primary peak from the planet becomes attenuated if it moves toward the edge of the field. However, this causes two secondary peaks to move inward and become brighter. Because their location is known a priori, they can be added to the primary peak. The total signal thus obtained is invariant with respect to planet position, the energy being conserved. And the added contributions from uniform sky background within the planet's peaks are similarly invariant for the same reason. The same applies to the added contributions from the star's residual halo if it has the same radial attenuation as the envelope. The chromatic elongation of the secondary peaks does not necessarily affect the addition of the planet peaks since it is removable with a field spectroscopy arrangement. Therefore, the  $S/N$  is little affected by a planet's motion in the field.

In the dark-speckle mode, the stellar contribution to photon noise and speckle noise is decreased, as calculated by Boccaletti *et al.* (1998a). Also, no reference star is needed if the residual fixed speckles can be discriminated from planets by refining the dark-hole routine. Whether sensitive wave analyzer schemes, such as Zernike's phase contrast, can help remains to be investigated.

### 5.5. Comparison with Bracewell Nulling

In a multi-aperture Bracewell interferometer, light from a field extending over the resolution patch of the sub-apertures is transmitted to the single detector pixel, although with a field-dependant attenuation defined by the high-resolution transmission map of the beam-splitter arrangement. This map has a central dark minimum, designed to attenuate the star, surrounded by brighter speckles which can be rotated or "boiled" for generating a planet signal. Like the procedure of Bracewell and Mac Phie (1979), this is a single-pixel version of the rotation/subtraction algorithm originally proposed for exo-planet searching with the Hubble Space Telescope by Bonneau *et al.* (1975) (see also Davies 1980). The angular transmission map is such that the average transmission  $\tau$  of the planet's light and zodiacal light is of the order of  $\tau = 0.2$ .

With respect to the  $J$  terms previously listed, the zodiacal and exo-zodiacal contributions must now be multiplied by  $N\tau$  since the detector pixel now receives all the energy from the part of these sources appearing in the sub-aperture's resolved patch. Also, the exo-zodiacal image vanishes, as well as the speckle noise. Thus, the signal/noise expression becomes

$$S/N_{\text{Bracewell}} = I_p N d^2 \tau T [(J_s + J_p \tau + J_z N \tau + J'_{ez} N \tau) T + \sigma_{\text{ron}} n]^{-1/2}, \quad (3)$$

where  $g$  now describes the starlight rejection factor, expected to reach  $10^{-6}$  in DARWIN.

Increasing the number of sub-apertures  $N$  at constant collecting area  $Nd^2$  changes only the zodiacal and exo-zodiacal signals, which increase in proportion to  $N$ . Unlike the EED, Bracewell interferometers should thus remain limited to a few apertures.

Using these expressions, we compared the performance of an EED having 36 apertures of 0.6 m and a DARWIN of equivalent area, both located at 1 AU from the Sun. The instrument's transmission combined with the quantum efficiency of the detector is 50% at  $10 \mu\text{m}$ . An Earth at 20 parsec provides  $4 \text{ ph/m}^2$  in 1 h of exposure.

At  $10 \mu\text{m}$ , the luminosity of the solar zodiacal cloud varies between  $7.6 \times 10^{-7} \text{ W/(m}^2 \text{ sr } \mu\text{m)}$ , at the ecliptic pole, the value used by Mennesson *et al.* (1997), and  $1.1 \times 10^{-4} \text{ W/(m}^2 \text{ sr } \mu\text{m)}$ . We used the median value ( $7.6 \times 10^{-6} \text{ W/(m}^2 \text{ sr } \mu\text{m)}$ ) corresponding to 21 magnitudes per square arcsec. The equivalent angular size  $\phi$  of the exo-zodiacal cloud is taken as  $\phi = 0.25 \text{ arcsec}$ , corresponding to 5 AU. in the solar system, with  $L_{ez} = 10 L_z$ .

A 30-h observation in the narrow spectral band ( $\lambda = 10 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ ) provides a  $0.5\text{-}\sigma$  detection with DARWIN, and a  $5.8\text{-}\sigma$  detection with the EED in the long-exposure mode with "boiling" speckles. With an achromatic phase mask allowing a wider 6- to  $18\text{-}\mu\text{m}$  band, the DARWIN spectroscopy band, the signal/noise ratio is 50.8 for the EED and 4.7 for DARWIN.

The gain in the EED case results from two effects:

1. the fully constructive interference forming the planet peak in the image, as opposed to the 20% average intensity in the transmission map of DARWIN;
2. the fact that the planet peak can be isolated from most of the zodiacal contamination in the high-resolution image.

For a given collecting area, the array size does not affect the signal/noise ratio. With the EED, the image is magnified, within its fixed window, when the array size is increased, and this can bring the planets optimally located into the field. Increasing the sub-aperture count  $N$  from 36 to 100, their size being kept constant, increases EED's signal/noise ratio nearly proportionally from 5.8 to 16.0. Instead, DARWIN's value of 0.5 in 30 h increases to 0.8, as the square root of the aperture number.

## 6. CONCLUSION AND FUTURE WORK

The prospect for coronagraphic imaging with large interferometric arrays, at infrared and visible wavelengths, opens vast areas of science. The simulations presented show that searches for exo-planets at  $10 \mu\text{m}$  should be feasible once the formation flight of mirror elements in space becomes mastered. We recall the main conclusions:

- Pupil densification allows direct imaging and coronagraphic nulling.
- A phase mask, replacing the classical Lyot opaque mask, cleans the image closer to the attenuated star and is more tolerant of the unavoidable narrow gaps between sub-pupils in the densified pupil. Both achromatization of the mask and low-resolution spectroscopy ( $\lambda/\Delta\lambda = 20$ ) are desirable for analyzing the images obtained.
- At a given collecting area, more sub-apertures are better in terms of image field and signal/noise ratio.

- The optimal wavelength is a trade-off among resolution, stellar spill-off, planet contrast, background emission, and detector performance. At visible wavelengths, a monolithic 8-m telescope often resolves the planet from its star and then has the same planet-searching efficiency as an EED of identical area.

- In addition to planet searches, direct imaging with the EED is also of interest for the other science goals briefly described above.

- With respect to Bracewell's detection scheme, and its proposed DARWIN and TPF implementations, the image formation in the EED improves markedly, at equal collecting area, the discrimination of an exo-planet amidst the zodiacal and exozodiacal nebulosity. The EED, however, requires 36 apertures at least, but these are smaller and can be implemented with identical mirror segments compatible with the nano-satellite philosophy. The coronagraphic image is compatible with field spectrography.

Additional simulations are needed to compare the possible exposure routines, assess the desirability of a fine wavefront sensor, and refine the noise models. More work is also needed to design optimal optical trains, including the coronagraphic device and its spectro-imaging attachment.

## ACKNOWLEDGMENTS

Jean-Marie Mariotti was among the first to understand our ideas on densified-pupil imaging and encouraged us to explore their application. His premature death deprived us of his insight and critical appreciation, particularly regarding these results.

## REFERENCES

- Abe, L., F. Vakili, I. Percheron, S. Hamma, J. P. Ragey, and A. Blazit 1998. In *Proceedings, Catching the Perfect Wave*, Albuquerque, June 1998.
- Angel, J. R. P., and N. J. Woolf 1997. An imaging nulling interferometer to study extrasolar planets. *Astrophys. J.* **475**, 373–379.
- Beckers, J. 1997. In *Instrumentation for Large Telescopes*. (J. J. Rodriguez Espinosa, Ed.). Cambridge.
- Bély, P.-Y., R. J. Lurance, S. Volonte, *et al.* 1996. Kilometric baseline space interferometry. In *SPIE Proceedings, Space Telescopes and Instruments IV* **2807** (P.-Y. Bély and J. B. Breckinridge, Eds.), pp. 59–73.
- Boccaletti, A., A. Labeyrie, and R. Ragazzoni 1998. Preliminary results of dark-speckle stellar coronagraphy. *Astron. Astrophys.* **338**, 106–110.
- Boccaletti, A., C. Moutou, A. Labeyrie, D. Kohler, and F. Vakili 1998. Present performance of the dark-speckle coronagraph. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **133**, 395–402.
- Bonneau, D., M. Josse, and A. Labeyrie 1975. In *Proceedings, Utrecht Symposium, Image Processing Techniques in Astronomy* (de Jager and Nieuwenhuijzen, Eds.), pp. 403–409. Reidel, Dordrecht.
- Bracewell, R., and R. H. Mac Phie 1979. Searching for nonsolar planets. *Icarus* **38**, 136–147.
- Davies, D. W. 1980. Direct imaging of planetary systems around nearby stars. *Icarus* **42**, 145–148.
- Delfosse, X., T. Forveille, M. Mayor, C. Perrier, D. Naef, and D. Queloz 1998. The closest extrasolar planet. A giant planet around the M4 dwarf Gl876. *Astron. Astrophys.* **338**, L67–L70.
- Diner, D. J., E. F. Tubbs, S. L. Gaiser, and R. P. Korechhoff 1991. Infrared imaging of extrasolar planets. *J. Brit. Interplanet. Soc.* **44**, 505–512.
- Gay, J., and Y. Rabbia 1996. Principe d'un coronographe interferentiel. *C. R. Acad. Sci. Paris Ser. IIB* **332**, 265–271.
- Gezari, D. Y., A. Crotts, W. Danchi, *et al.* 1997. An optimized coronagraph for next generation space telescope, proposal in response to NRA 98-GSFC-1. Columbia University and Ball Aerospace Systems Division.
- Guyon, O., C. Roddier, J. E. Graves, F. Roddier, S. Cuevas, and C. Espejo 1999. Nulling coronagraph. *Applied Optics*, submitted.
- Labeyrie, A. 1995. Images of exo-planets obtainable from dark speckles in adaptive telescopes. *Astron. Astrophys.* **298**, 544–548.
- Labeyrie, A. 1996. Resolved imaging of extra-solar planets with future 10–100 km optical interferometric arrays. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **118**, 517–524.
- Labeyrie, A. 1999. Direct searches: Imaging, dark-speckle and coronagraphy. In *NATO ASI Cargese Summer-School; Planets outside the Solar System* (J.-M. Mariotti and D. Alloin, Eds.), pp. 261–279.
- Labeyrie, A. 1999. Exo-Earth imager for exoplanet snapshots with resolved details. In *ASP Conference Series: Working on the Fringe* (S. Unwin and R. Stachnik, Eds.), Dana Point, CA, May 24–27, 1999.
- Labeyrie, A., B. Authier, T. de Graauw, E. Kibblewhite, and G. Weigelt 1985. TRIO: A kilometric array stabilized by solar sails. In *ESA Colloquium, Kilometric Optical Arrays in Space* **226**, pp. 27–33.
- Le Fèvre, O. 1998. Study of payload suite and telescope for the NGST, in response to ESA AO/I-3405.
- Léger, A., J.-M. Mariotti, B. Menesson, M. Ollivier, J.-L. Puget, D. Rouan, and J. Schneider 1996. Could we search for primitive life on extrasolar planets in the near future? The DARWIN project. *Icarus* **123**, 249–255.
- Lyot, B. 1939. A study of the solar corona and prominences without eclipses. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **99**, 580–594.
- Malbet, F. 1996. High angular resolution coronagraphy for adaptive optics. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **115**, 161–174.
- Malbet, F., J. W. Yu, and M. Shao 1995. High-dynamic-range imaging using a deformable mirror for space coronagraphy. *Publ. Astron. Soc. Pacific* **107**, 386–398.
- Marcy, G. W., and R. P. Butler 1996. A planetary companion to 70 Virginis. *Astrophys. J.* **464**, L147–L151.
- Mayor, M., and D. Queloz 1995. A Jupiter mass companion to a solar-type star. *Nature* **378**, 355–359.
- Menesson, B., and J.-M. Mariotti 1997. Array configurations for a space infrared nulling interferometer dedicated to the search for Earth-like extrasolar planets. *Icarus* **128**, 202–212.
- Moutou, C., A. Boccaletti, and A. Labeyrie 1998. A coronagraphic dark-speckle imager for the NGST. In *34th Liège Astrophysics Colloquium NGST: Science Drivers and Technological Challenges*, pp. 211–216.
- Pedretti, E. 1999. Phasing algorithms for multi-element optical interferometers. In *ASP Conf Series: Working on the Fringe* Dana Point, CA, May 24–27, 1999 (S. Unwin and R. Stachnik, Eds.), in press.
- Pedretti, E., and A. Labeyrie 1999. A hierarchical phasing algorithm for multi-element optical interferometers. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **137**, 1–9.
- Rabbia, Y., P. Baudoz, and J. Gay 1998. Achromatic Interfero Coronagraphy and NGST. In *34th Liège Astrophysics Colloquium, NGST: Science Drivers and Technological Challenges*, pp. 279–284.
- Roddier, F., and C. Roddier 1997. Stellar coronagraph with phase-mask. *Publ. Astron. Soc. Pacific* **109**, 815–820.
- Spencer, R. E. 1979. A radio jet in SS433. *Nature* **282**, 483–484.
- Traub, W. A., and W. F. Davis 1982. Coherent optical system of modular imaging collectors (COSMIC) telescope array—Astronomical goals and preliminary image reconstruction results. In *SPIE Proceedings, International Conference on Advanced Technology Optical Telescopes* **332**, pp. 164–175.
- Trauger, J., D. E. Backman, C.A. Beichman, *et al.* 1998. Strategies for high-contrast imaging with NGST, proposal in response to NRA 98-GSFC-1.

# Coronagraphic search for exo-planets with a hypertelescope

## I. In the thermal IR<sup>★</sup>

P. Riaud<sup>1,2</sup>, A. Boccaletti<sup>1</sup>, S. Gillet<sup>2,5</sup>, J. Schneider<sup>3</sup>, A. Labeyrie<sup>2,5</sup>, L. Arnold<sup>4</sup>, J. Baudrand<sup>1</sup>, O. Lardière<sup>2,5</sup>, J. Dejonghe<sup>2,5</sup>, and V. Borkowski<sup>2,5</sup>

<sup>1</sup> LESIA, Observatoire de Paris-Meudon, 5 place J. Janssen, 92195 Meudon, France

<sup>2</sup> LISE-Observatoire de Haute-Provence, 04870 St Michel l'Observatoire, France  
e-mail: sgohp@obs-hp.fr; lardiere@obs-hp.fr; dejonghe@obs-hp.fr

<sup>3</sup> LUTH, Observatoire de Paris-Meudon, 5 place J. Janssen, 92195 Meudon, France

<sup>4</sup> Observatoire de Haute-Provence, 04870 St Michel l'Observatoire, France  
e-mail: arnold@obs-hp.fr

<sup>5</sup> Collège de France, 11 place M. Berthelot, 75321 Paris, France  
e-mail: Labeyrie@obs-hp.fr

Received 23 May 2002 / Accepted 23 August 2002

**Abstract.** Following the idea developed in Boccaletti et al. (2000), a snapshot imaging interferometer is proposed as an alternative to the nulling interferometer for the NASA Origin project, “Terrestrial Planet Finder”. This concept is based on hypertelescope, i.e. densified-pupil, imaging (Labeyrie 1996) and phase-mask coronagraphy (Rouan et al. 2000) to combine a very high angular resolution and a deep attenuation of starlight ( $10^{-8}$ ) as required to image extra-terrestrial planets. This article aims at presenting thorough estimations of the signal to noise ratio for different classes of stars (from F0V to M5V) and includes several sources of background noise (zodiacal and exozodiacal lights for instance). In addition, numerical simulations have been carried out and are compared to the analytical results. We find that the image of Earth-like planets can be formed with a large hypertelescope ( $\sim 80$  m) in the thermal infra-red for about 73% of the stars within 25pc.

**Key words.** instrumentation: interferometers – techniques: high angular resolution – methods: numerical – stars: planetary systems

## 1. Introduction

Searching for Earth-like planets is the challenging goal of NASA's Terrestrial Planet Finder (TPF hereafter) space mission. The original instrument concept is based upon the idea of a nulling interferometer, according to Bracewell's option (Bracewell 1978; Bracewell & McPhie 1979) of using a beam-splitter to produce a destructive interference in the star's wavefront received from a pair of apertures. Recent theoretical work in interferometry (Labeyrie 1996) provided us with a new concept for the instrument, the hypertelescope, for which numerical simulations and signal/noise ratio calculations have been presented in Boccaletti et al. (2000). These calculations have shown that such multi-aperture snapshot imaging interferometers outperform the former nulling interferometer concept for the search for exo-planets. Indeed, with the direct image obtained, the hypertelescope is less affected by the zodiacal and exozodiacal contamination than the nulling interferometer, in which the single-pixel detector is matched to a sub-aperture's diffraction lobe.

*Send offprint requests to:* P. Riaud,  
e-mail: pierre.riaud@obspm.fr

<sup>★</sup> The Appendix is only available in electronic form at  
<http://www.edpsciences.org>

The present article describes our recent progress in this respect. We first calculate the signal to noise ratio ( $S/N$  in the following) to derive the theoretical performance of the hypertelescope with a Roddier coronagraph (Roddier & Roddier 1997). We then show the results of more realistic numerical simulations, incorporating several sources of noise that were not accounted for in our earlier simulations (Boccaletti et al. 2000), i.e. mainly the zodiacal and exozodiacal contamination but also co-phasing errors among the sub-apertures and the thermal emission of mirrors. In addition, these simulations are performed with a new version of the phase-mask coronagraph (Rouan et al. 2000), the Four-Quadrant Phase Mask, which improves significantly the detection of faint circumstellar sources (Riaud et al. 2001) with respect to the former Roddier's phase-mask (Roddier & Roddier 1997). One of our goal was to provide a preliminary budget of errors for each source of noise to investigate the concept feasibility. Other coronagraphic masks are also applicable with densified pupil imaging like the Roddier dot plus apodized pupil first developed by Guyon & Roddier (2000), (Guyon & Roddier 2002). An analytical function for apodization problem can be determined rigorously with a square aperture (Aime et al. 2002) (the Prolate functions).



The concept of the hypertelescope imaging interferometer is briefly outlined in Sect. 2 and a more practical approach of the  $S/N$  is given in Sect. 3 and in the Appendix. Section 4 presents the theoretical results of exo-planet detectability and detailed numerical simulations are shown in Sect. 5. In Sect. 6, the hypertelescope concept is compared to designs using Bracewell nulling.

## 2. Optical concept

### 2.1. Densified-pupil or hypertelescope imaging

The theory and practice of densified-pupil imaging has been described in the literature (Labeyrie 1996; Boccaletti et al. 2000; Riaud et al. 2002). An interferometer based on this concept is called a “hypertelescope”. Here, we briefly review the process of image formation to illustrate the applicability and performance of hypertelescopes for stellar coronagraphy and exo-planet imaging. The general relation describing the image formation in a hypertelescope, considered as a modified Fizeau interferometer having a densified pupil where the pattern of aperture centers is preserved, is given by the following pseudo-convolution if the densification factor is large (Labeyrie 1996):

$$I = [O \otimes Int] * W \quad (1)$$

where  $I$  is the image of a point source;  $O$  the object on the sky;  $Int$  is the interference function, Fourier transform of the aperture’s pattern of centers; and  $W(\theta)$  is the diffractive envelope or windowing function, Fourier transform of an exit sub-pupil. Unlike the infinite field extend in Fizeau interferometers (although limited by aberrations), the pupil densification shrinks the field according to  $W$  while intensifying the part of the interference function appearing within the diffractive envelope. Unless a noiseless detector is used, this increases the detection sensitivity of hypertelescopes. If the sub-apertures are circular, the windowing function is an Airy pattern and the field size in the high-resolution image corresponding to the first dark ring is called the Zero Order Field ( $ZOF$ ). For a hexagonal periodic array, the situation considered hereafter, the  $ZOF$  contains  $\pi N$  resels (number of resolution elements),  $N$  being the number of sub-apertures. However, the  $ZOF$  on the sky is much smaller than a sub-aperture’s diffraction lobe. A point source located within this lobe but outside the  $ZOF$  still provides an interference peak inside the  $ZOF$ , but with a radial dispersion in polychromatic light. This happens only with periodic apertures, behaving like diffraction gratings which generate such dispersed peaks of higher order. A Higher-Order Field ( $HOF$ ) larger than the  $ZOF$  can thus be defined. Stellar companions located beyond the  $HOF$  can be imaged independantly with a separate densifier installed in the Fizeau image. Despite the small  $ZOF$  and  $HOF$  fields of view of hypertelescopes, terrestrial planets are potentially detectable at large angular distances as demonstrated in Sect. 4. Hypertelescopes have a substantial advantage in sensitivity of extra-solar planet detection over nulling interferometers using the beam-splitter beam combiner scheme of Bracewell.

The beam-splitter based beam combiner adopted for the original TPF concept cannot provide a direct high-resolution

image. The planet’s light, together with the stellar residue and the zodiacal plus exo-zodiacal emission from a sky patch matching the sub-aperture’s diffraction lobe, are all received by a single detector pixel. This is less favorable for discriminating the planet than in the high-resolution image given by a hypertelescope with coronagraph since it separates spatially most of the non-planet light. The signals from zodiacal and exozodiacal light are diluted in several resels while the planet is contained in a single resel thus improving significantly the  $S/N$ .

### 2.2. Optical scheme in the thermal IR

The hypertelescope has several hexagonal sub-apertures located on a virtual paraboloidal or spherical surface according to a periodic hexagonal pattern, suitable for full densification in the exit pupil. The field size being proportional to  $N$ , enough apertures are needed for fitting the observed planetary systems within the  $ZOF$ . The much wider  $HOF$  is also usable to retrieve planet images with full  $S/N$  if a multi-spectral imaging camera and software are used to remove the peak dispersion. A reasonable trade-off between field size and the number of free-flyers needed involves 37 apertures. The densified pupil then resembles the aperture of a single Keck telescope, with its central obscuration removed. This optimal number  $N$  is however strongly technology-dependant. If economical ways of producing and controlling small free-flyers are developed, it may become of interest to use a larger number of smaller mirrors. With a given total collecting area, the planet/zodiacal contrast in the image does not depend on  $N$  or mirror sizes. For an exo-zodiacal cloud of size between that of the  $ZOF$  and the  $HOF$ , the planet’s contrast improves with  $N$ . This follows from the expressions of signal and noise derived below. The simulations assume 37 sub-apertures, ensuring a sufficient field of view for the  $ZOF$  ( $\varnothing = 12\lambda/B$  with  $B$  the baseline) to image a solar system up to 25 pc in the thermal IR. A possible optical concept is described in Labeyrie (1999).

As originally realized by Bracewell & McPhie (1978), the emission maximum of a 300 K blackbody like the Earth being close to  $10 \mu\text{m}$ , this infra-red range improves the planet/star contrast. It requires a baseline of 40 to 100 m to angularly separate the planet from its star. A coronagraphic device can be attached to the hypertelescope imager for attenuating the starlight and thus enhancing the visibility of the planet’s image. Various novel coronagraphic schemes were proposed in the past few years for exo-planet detection (phase-mask (Roddier & Roddier 1997) or Achromatic Interfero-Coronagraph (Gay & Rabbia 1996) for instance). In our context, we considered the Four-Quadrant Phase-Mask (FQ-PM hereafter) to be most efficient in terms of starlight rejection. The focal plane is divided into 4 equal areas with 2 quadrants providing a  $\pi$  phase-shift (Rouan et al. 2000; Riaud et al. 2001) and as a result the bright star cancels out in the axial direction if its Airy disk is exactly centered on the mask. A destructive interference occurs inside the geometric pupil, where an appropriate Lyot stop can block most of the diffracted starlight. Phase-mask coronagraphy is in principle achievable with a hypertelescope since the properties of the densified-pupil image within the  $ZOF$  are the same as for a monolithic telescope.

### 3. Signal to noise ratio: General relations

The infra-red signal from an exo-planet orbiting a bright star is still very faint compared to other contributions (starlight, zodiacal and exozodiacal lights). At very close angular distances, there are two noise contributions:

the star's residual intensity and the speckle noise originating from phase aberrations in the optical train (cophasing defects or mirror roughness). In addition, extended sources (zodiacal and exo-zodiacal) spreading outside of the narrow imaging field (*ZOF*), but within the diffraction lobe of the sub-apertures ( $\lambda/d_m$  with  $d_m$  the diameter of the sub-aperture) contaminate the image in the narrow imaging field and therefore add photon noise.

An exo-planet peak in the densified-pupil image at  $\theta$  angular distance from the star, with  $J_p$  photo-events detected per second and per resolution element (resel) is thus contaminated by:

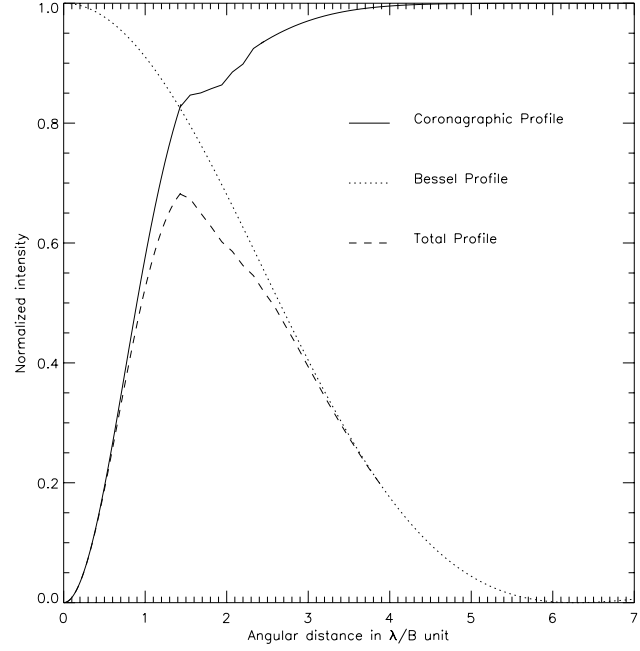
- $J_s(\theta)$  photon-events/s: background from the residual starlight;
- $J_z(\theta, T_z)$  photon-events/s: background from the zodiacal cloud with a temperature of  $T_z$ ;
- $J_{ez}(\theta)$  photon-events/s: background from the exo-zodiacal cloud;
- $J_{sn}(\theta)$ : speckle noise of the residual starlight;
- $J_{id}(\theta, T_c)$  events/s: background from interstellar dust clouds with a temperature of  $T_c$ ;
- $J_m(\theta, T_m)$  events/s: background from the mirror optical emissivity with a temperature of  $T_m$ ;
- $J_{conf}$  events/s confusion noise from background stars in the HOF;
- $N_{dark}$   $e^-$ /s: thermal noise from the focal plane array (FPA);
- $N_{ron}$   $e^-$ : readout noise from the FPA.

We also take into account the attenuation by the coronagraph (Fig. 1) on both the star and the planet (see Fig. 1) and also the transmission by the *ZOF* envelope (the diffraction lobe of a sub-pupil). Each flux is calculated in a resel  $\lambda/B$ . In our calculation of the thermal and readout noise from the FPA we considered that each resel is sampled by four pixels (Shannon sampling). The global transmission includes a quantum efficiency of 45% for the detector (Rockwell Si:As detector), the filter transmission (*N* band  $10.2 \pm 2 \mu\text{m}$ ) and an optical transmission of 46% (based on the number of mirrors reflecting 90%).

The expression of the  $J_i$  terms are fully detailed in the Appendix. Finally, the  $S/N$  can be written as:

$$S/N = \frac{J_p \cdot t}{\sqrt{(\sum_i J_i \cdot t + N_{dark} + N_{ron})}}. \quad (2)$$

This generic relationship (Eq. (2)) is also valid for a Fizeau interferometer since it has the same planet/background contrast. In principle, the many diffraction peaks of a Fizeau interferometer can be co-added in data analysis thus providing the same  $S/N$  as with a hypertelescope if a photon counting camera is used. In the general case where the detector has readout and dark current, the hypertelescope provides the same  $S/N$  in a shorter time since its sensitivity is largely improved by the pupil densification which intensifies the interference peak.

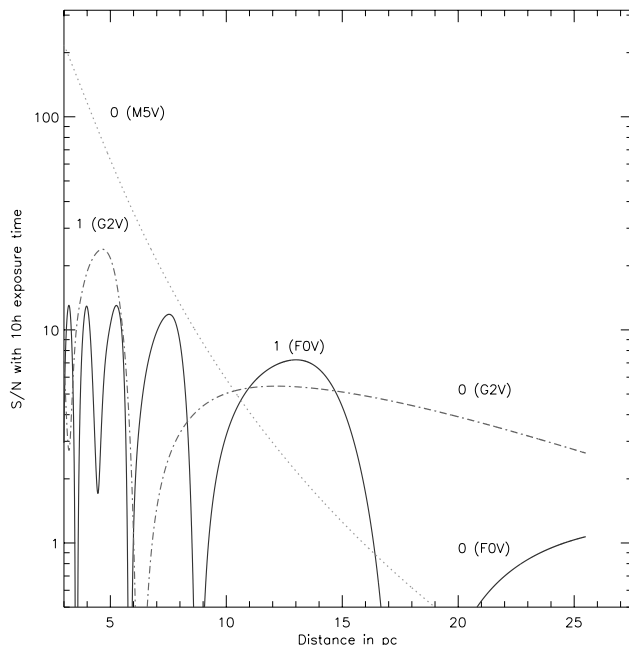


**Fig. 1.** Attenuation of a planet by the coronagraph (solid) and the diffractive envelope *ZOF* (dotted) as a function of the angular separation ( $\lambda/B$  unit). The maximal transmission is achieved at  $1.4 \lambda/B$ . However, the planet light lost from the zero-order image due to the envelope's attenuation finds its way into the first-order images appearing at known relative positions within the envelope.

### 4. Signal to noise ratio: Results

Based on Eq. (2) we investigate in this section the  $S/N$  for the detection of an Earth-like planet located in the “habitable zone”, i.e. with an effective temperature  $T_p \approx 300$  K, one of the TPF ultimate goals. As a result, the distance between the star and the planet depends on the star's temperature. Since the *ZOF* of a hypertelescope is very small ( $\sim 12\lambda/B$  in our concept), the spectral type must be considered to derive an accurate sample of target stars. For instance, an Earth-like planet orbiting around a G2V star located at 20 pc lies within the *ZOF* while the same planet around a F0V star will be twice farther away from the star, as will be the case also for a G2V star at 10 pc. As explained in Sect. 2.2, a planet lying outside the *ZOF* still provides a small spectrum in the *ZOF* and it is therefore important to exploit these higher-order dispersed peaks to allow the detection of terrestrial planets for any type of stars and at any distances. Table A.2 gives the flux then remaining in the dispersed peaks when the bandwidth is reduced to accommodate the peak dispersion (in one resel) from order 0 (inside the *ZOF*) to order 7. As the planet moves away from the *ZOF*, the flux per resel of a higher-order peak decreases linearly owing to the spectral dispersion, while the planet's intrinsic luminosity varies as the inverse square of its distance to the observer. As a consequence, for a given spectral type, the  $S/N$  of a terrestrial planet located in the HOF is larger than in the *ZOF* (as seen in Fig. 2 for the F0V type).

Figure 2 shows the  $S/N$  estimated from Eq. (2) for stars belonging to 3 spectral types (F0V, G2V and M5V) located at

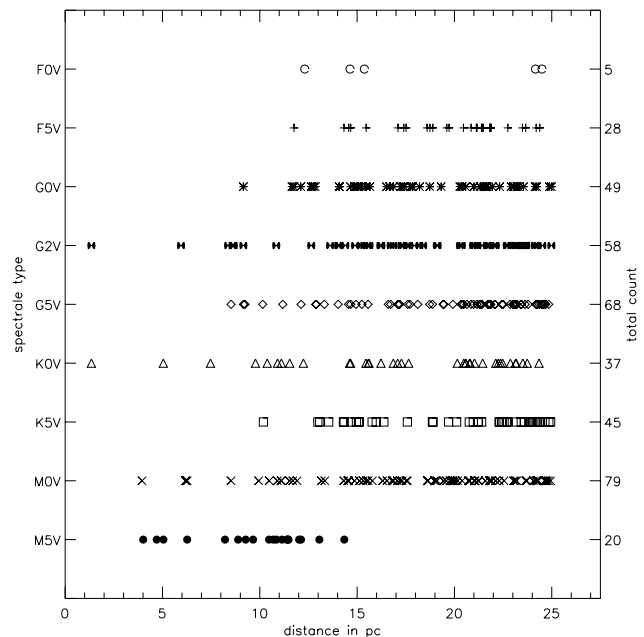


**Fig. 2.** Signal to noise ratio obtained in 10 hours for stars of spectral type F0V (solid), G2V (dash-dotted) and M5V (dotted) assuming a baseline of 80 m and versus the distance in parsec. Earth-like planets are detectable in order 0 for M5V stars, in order 0 and 1 for G2V stars, and in orders 1 to order 5 for F0V stars.

any distance up to 25 pc. The planet peak (whatever the order of the peak) is attenuated by the windowing function towards the edge of the ZOF and by the coronagraph towards the center of the field (Fig. 1), as apparent in the  $S/N$  profiles presented in Fig. 2. Therefore, given the star's distance and spectral type the detection is optimal for a specific order. In the case of Fig. 2, Earth-like planets are detectable in order 0 for M5V stars, in order 0 and 1 for G2V stars, and from order 1 to order 5 for F0V stars.

We now consider a sample of 389 main-sequence stars (M5, M0, K5, K0, G5, G2, G0, F5 and F0) contained in the Hipparcos catalog (ESA, 1997) (see Fig. 3). The theoretical  $S/N$  obtained at  $\lambda = 10 \mu\text{m}$  is shown in Figs. 4 and 5 with respectively a zodiacal flux of  $10.8 \text{ mag}''^{-2}$  (median value) and  $13.0 \text{ mag}''^{-2}$  (median value at the ecliptic pole). We assume a baseline of 80 m, 10 h of integration time and an exo-zodiacal cloud 10 times brighter than our zodiacal cloud. As expected, the number of potentially detectable planets is considerably affected by the intensity of the zodiacal cloud. The  $S/N$  can be larger than 10 for stars closer than 15 pc and as large as  $\sim 300$  for a nearby K0V star ( $\alpha$  Centauri). In the favorable case (Fig. 5), terrestrial planets could be detected around 67% of stars in our sample.

This first sample of stars is of course biased by the selection of only 9 spectral types but was useful to investigate the optimal baseline and the effect of the zodiacal light. Then to derive realistic performance, we also carried out the same calculation for any F, G, K and M main-sequence stars (667 targets) within 25 pc with an optimal baseline of 80 m. In Table 1, we show the full sample completeness in the  $N$  band (assuming each star has



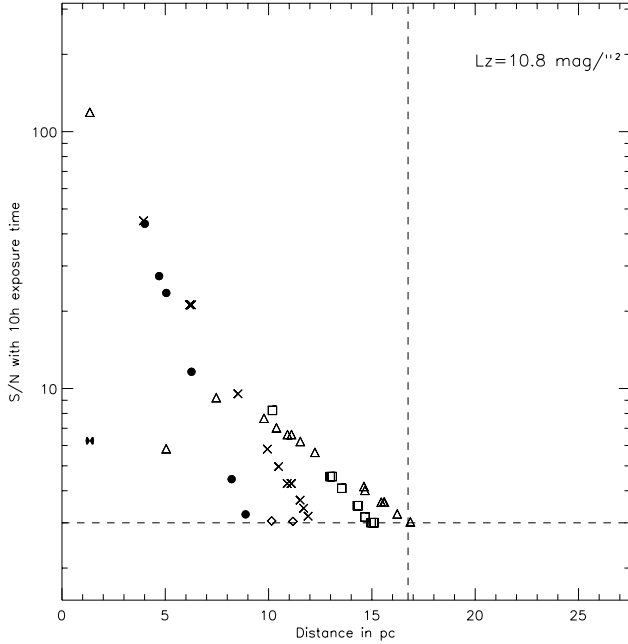
**Fig. 3.** Distribution of stars closer than 25 pc for only nine spectral types (M5V to F0V). The vertical scale at left gives the spectral type and at right the total number of stars for each spectral type. For the whole sample of 389 stars, the distances and spectral types were obtained from the Hipparcos catalogue (the Hipparcos and Tycho Catalogues 1997).

**Table 1.** Detectivity for a full sample of stars (667) with 37 telescopes and an 80 m baseline. The threshold is fixed to a signal to noise ratio greater than 3 and the exposure time is 10 hours. The zodiacal flux is  $13 \text{ mag}''^{-2}$  and exo-zodiacal flux is equal to 10 Zodi.

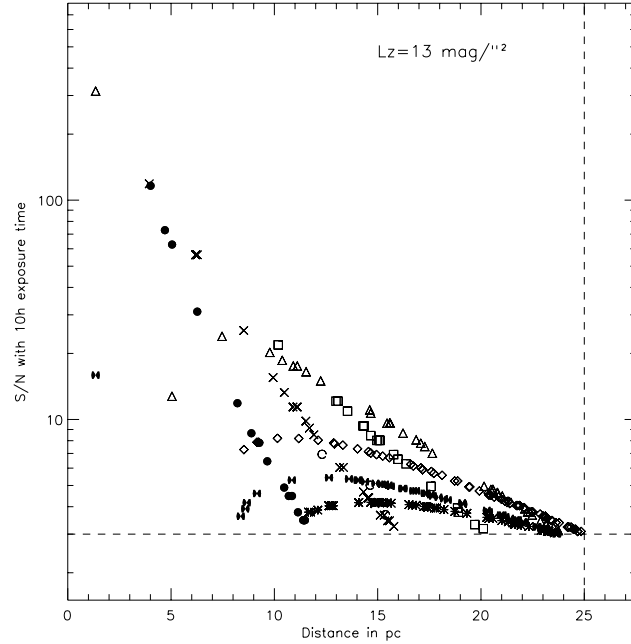
Spectral type	F	G	K	M
number of stars	62	217	193	195
detectivity	45%	98%	80%	46%

an Earth-like planet in orbit). Earth-like planets are potentially detectable around 73% of nearby stars in that case.

The interferometer baseline has also an important impact on the detectivity. Figure 6 shows the completeness of the sample (fraction of detected planets) as a function of the baseline and a function of several intensities of the zodiacal cloud. As the flux of the zodiacal light decreases, the hypertelescope becomes obviously more sensitive to fainter stars, thus improving the sample completeness. The dependance with the baseline is somewhat more complex and is correlated with the zodiacal flux. The number of positive detections reaches a maximum for an optimal baseline which depends on the zodiacal flux. For a fainter zodiacal flux ( $L_z = 14.74 \text{ mag}''^{-2}$ ), planets are becoming detectable around fainter stars, i.e. late-type stars or distant stars. However, late-type stars are most numerous and a larger baseline (90 m) is then required to angularly separate the terrestrial planets. The maxima of the curves is then moving towards large baselines if the zodiacal flux decreases. For instance, with  $L_z = 13 \text{ mag}''^{-2}$ , the maximum of detection is achieved for



**Fig. 4.** Signal to noise ratio obtained for the sample of Fig. 3 with a baseline of 80 m and a zodiacal flux of  $10.8 \text{ mag/''}^2$ . Earth-like planets are potentially detectable around 12% of the stars (47 stars). The exo-zodiacal flux is 10 times brighter than the zodi.



**Fig. 5.** Signal to noise ratio obtained for the sample of Fig. 3 with a baseline of 80 m and a zodiacal flux of  $13.0 \text{ mag/''}^2$ . Earth-like planets are potentially detectable around 67% of the stars (262 stars). The exo-zodiacal flux is 10 times brighter than the zodi.

a baseline of  $\sim 80$  m and for G-type and K-type stars. With a much brighter zodi ( $Lz = 10.8 \text{ mag/''}^2$ ) the curve is almost flat because only planets around the brightest stars are detected, which means F and G stars for small baselines ( $\sim 40$  m) and K and M nearby stars for large baselines ( $\sim 100$  m).

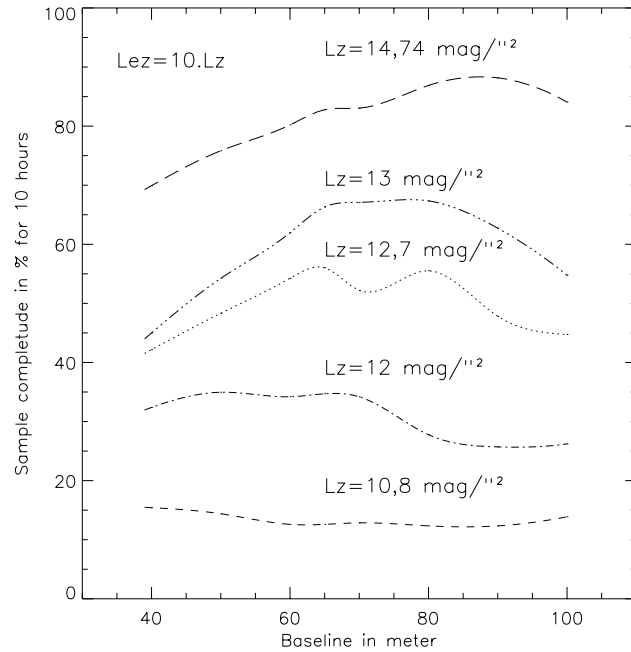
Finally, we were able to estimate the most limiting source of noise in the planet's resel thanks to the calculation done in the Appendix, and we found the following noise level according to several spectral types of stars:

- Exo-Zodiacal background:  $34\text{--}1450 \times J_p$ ;
- Zodiacal background:  $180\text{--}1080 \times J_p$ ;
- Star residue:  $0.7\text{--}10 \times J_p$ .

The noise level is given with respect to the star peak for a total integration of 10 h.

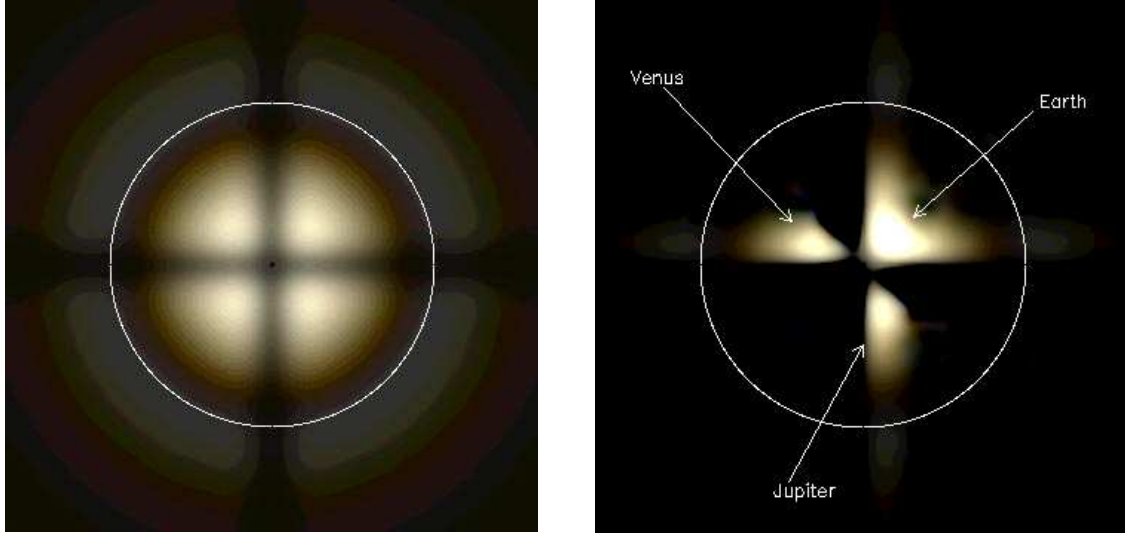
## 5. Numerical simulations

Some promising numerical simulations using the principle of densified-pupil imaging have been presented in Boccaletti et al. (2000). Snapshot imaging of a solar system observed from 20 pc was generated by combining the light from 36 small telescopes ( $\varnothing = 60$  cm, baseline = 100 m) and the starlight cancellation was achieved with a phase-dot mask (Roddier & Roddier 1997). Here we perform similar numerical simulations but using a FQ-PM to attenuate the central star. Zodiacal and exo-zodiacal backgrounds are included in the image together with co-phasing defects and mirror roughness. Figure 7 presents the result obtained with 37 telescopes, and 80 m of baseline. The phase-mask is assumed perfectly achromatic and the



**Fig. 6.** Percentage of detected Earth-like planets as a function of the baseline (ranging from 40 m to 100 m) and for a zodiacal flux of 10.8, 12.0, 12.7, 13.0, and  $14.74 \text{ mag/''}^2$  (Boulanger & Péroult 1988).

interferometer has no central obscuration, which is achievable in practice by slightly off-setting the combiner optics at the focus of a large diluted mosaic mirror, whether paraboloidal or spherical.



**Fig. 7.** Coronagraphic images obtained with a 37 aperture hypertelescope. The simulation includes photon noise ( $T = 10$  hours, collecting area =  $10.6 \text{ m}^2$ , transmission = 46%, star magnitude at  $10 \mu\text{m} = 4.7$ ), readout noise ( $5e^-/\text{pixel}/\text{frame}$ ), differential piston and tip-tilt errors between sub-apertures ( $\lambda/170$  rms) and mirror roughness ( $\lambda/170$  rms). The first image (left) is the coronagraphic image before subtracting the quadrants and results from a combination of 3 narrow bands ( $8.4 \pm 0.75 \mu\text{m}$ ,  $10.2 \pm 0.75 \mu\text{m}$  and  $12 \pm 0.75 \mu\text{m}$ ). The Exo-Zodiacal light is dominant. The second image (right) shows Venus, the Earth and a secondary peak of Jupiter after subtracting opposite quadrants. The circle is the size of the Zero Order Field at  $10.2 \mu\text{m}$ .

The central G2V star ( $m_v = 6.33$ ,  $m_N = 4.70$ ) provides a photon flux of  $1.64 \times 10^6$  events/s in the  $N$  filter ( $\lambda = 10.2 \pm 2.6 \mu\text{m}$ ) for a total transmission of 46%. Venus, the Earth, and Mars were added in the  $ZOF$ , Jupiter is added in the  $HOF$ . The luminosity of the zodiacal light is  $L_z = 7.7 \times 10^{-7} \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ sr } \mu\text{m})$  corresponding to  $14.07 - 13 - 12.5 \text{ mag}/''^2$  for respectively  $8.4 - 10.2 - 12 \mu\text{m}$  (see Table A.4).

The exo-zodiacal cloud is modelled as a pair of concentric toroidal rings with an inner diameter of  $1.1 \pm 0.2 \text{ AU}$  and an outer diameter of  $2.8 \pm 1.2 \text{ AU}$  (see Fig. A.2) with a total intensity of 10 times the zodiacal light. The  $N$  band filter is split in three narrow-band filters ( $8.4 \pm 0.75 \mu\text{m}$ ,  $10.2 \pm 0.75 \mu\text{m}$  and  $12 \pm 0.75 \mu\text{m}$ ). As seen in Fig. 7, the FQ-PM provides a sufficient rejection rate for the snapshot detection of Venus, the Earth and the dispersed peak of Jupiter with 37 sub-apertures in a total integration time of 10 hours. Mars would require a longer integration time (12 hours). Once compared to the simulations reported in Boccaletti et al. (2000), the FQ-PM provides a much better sensitivity than a simple phase dot for the detection of exo-planets with an hypertelescope. Moreover, the frame subtraction of a reference star is no longer required since the diffracted light from the FQ-PM is mostly centrosymmetrical. The opposite quadrants can be subtracted to remove a significant part of symmetrical sources of noise (speckle pattern, or zodiacal and exo-zodiacal background).

## 6. Comparison with the nulling interferometer

In a multi-aperture Bracewell interferometer, the beams coming out from each sub-aperture are spatially filtered and combined with beam splitters in the pupil plane. A single detector pixel receives the combined sub-aperture lobes, containing

the attenuated star and the planet. The Bracewell interferometer is adjusted to provide a central dark minimum in its angular transmission map, to attenuate the star somewhat like a coronagraph does. The nulling is obtained with appropriate phase-shifts (made achromatic if possible) among the sub-apertures. A high-resolution transmission field map can then be reconstructed by rotating the interferometer around the pointing direction. The transmission map is not uniform and we adopt an average value of  $\tau \approx 0.4$  (Absil 2002). This corresponds to the highest value proposed for a Bracewell nuller. Boccaletti et al. (2000) have given analytical expressions of  $S/N$  for comparing the performance of such beam-split interferometers and hypertelescopes. We now refine the comparison by using Eq. (2). In the following, the noise contributions in the Bracewell nuller (BN) are expressed as a function of the  $J$  terms calculated for the hypertelescope (HT). Most of the corrective factors are geometrical. The contribution of the speckle noise ( $J_{\text{sn}}$ ) is not considered since it is negligible.

Assuming the same collecting area for both designs, the sub-aperture radii ( $r$ ) are given by:

$$\left(\frac{r_{\text{HT}}}{r_{\text{BN}}}\right)^2 = \frac{2\pi}{3\sqrt{3}} \cdot \left(\frac{n_{\text{BN}}}{n_{\text{HT}}}\right) = \alpha \cdot \left(\frac{n_{\text{BN}}}{n_{\text{HT}}}\right) \quad (3)$$

with  $n_{\text{BN}}$  and  $n_{\text{HT}}$  the number of sub-apertures for respectively the Bracewell nuller and the hypertelescope.

The planet flux now becomes:

$$J_{p(\text{BN})} = J_{p(\text{HT})} \times \frac{\tau}{W(\theta)} \cdot \frac{A_{\text{BN}}}{A_{\text{HT}}} \cdot \frac{1}{E_{\text{resel}}} \quad (4)$$

with  $\tau/W(\theta)$  the ratio of planet attenuation across the field,  $A_{\text{BN}}/A_{\text{HT}}$  the ratio of planet attenuation by the nulling system (whether a coronagraph or a nuller), and  $E_{\text{resel}}$  is the fraction of the planet flux contained in one resel in the HT mode.

The stellar level is:

$$J_{s(BN)} = J_{s(HT)} \times \frac{\tau}{W(\theta=0)} \cdot \frac{G_{BN}}{G_{HT}} \cdot \frac{N_{\text{resel-HT}}}{N_{\text{resel-BN}}} \quad (5)$$

with  $G_{BN}/G_{\text{coro}}$  the ratio of the star attenuation at the planet location and  $N_{\text{resel}}$  indicates that the whole residual stellar flux in the field is integrated in a single pixel for the Bracewell mode. The  $N_{\text{resel-HT}}$  is the number of resolution elements in the Zero Order Field of view of the HT, and  $N_{\text{resel-BN}}$  is number of resolution elements for the Bracewell configuration.

To derive the contributions of extended sources in the BN mode from the HT mode, we took into account  $\tau/W(\theta)$  for similar reasons as above. Also, the ratio of the sub-aperture solid angle  $(r_{HT}/r_{BN})^2$  as well as the ratio of number of resels  $N_{\text{resel-HT}}/N_{\text{resel-BN}}$ . Finally, the  $J$  terms become:

$$J_{z(BN)} = J_{z(HT)} \times \frac{\tau}{W(\theta)} \cdot \left(\frac{r_{HT}}{r_{BN}}\right)^2 \cdot \frac{N_{\text{resel-HT}}}{N_{\text{resel-BN}}} \quad (6a)$$

$$J_{ez(BN)} = J_{ez(HT)} \times \frac{\tau}{W(\theta)} \cdot \left(\frac{r_{HT}}{r_{BN}}\right)^2 \cdot \frac{N_{\text{resel-HT}}}{N_{\text{resel-BN}}} \quad (6b)$$

$$J_{id(BN)} = J_{id(HT)} \times \frac{\tau}{W(\theta)} \cdot \left(\frac{r_{HT}}{r_{BN}}\right)^2 \cdot \frac{N_{\text{resel-HT}}}{N_{\text{resel-BN}}} \quad (6c)$$

$$J_{m(BN)} = J_{m(HT)} \times \frac{\tau}{W(\theta)} \cdot \left(\frac{r_{HT}}{r_{BN}}\right)^2 \cdot \frac{N_{\text{resel-HT}}}{N_{\text{resel-BN}}} \quad (6d)$$

while dark current and readout noise are identical:

$$N_{\text{dark(BN)}} = N_{\text{dark(HT)}} \quad (7a)$$

$$N_{\text{ron(BN)}} = N_{\text{ron(HT)}} \quad (7b)$$

For the sake of simplification, let's put:

$$\left(\frac{r_{HT}}{r_{BN}}\right)^2 \cdot \frac{N_{\text{resel-HT}}}{N_{\text{resel-BN}}} = \alpha \approx 1.21. \quad (8)$$

And the exposure time simply goes as the square of the ratio of  $S/N$ :

$$\frac{t_{HT}}{t_{BN}} = \left(\frac{S/N_{HT}}{S/N_{BN}}\right)^2 \quad (9a)$$

$$\frac{t_{HT}}{t_{BN}} \approx \left(\frac{W(\theta) \cdot A_{HT} \cdot E_{\text{resel}}}{\tau \cdot A_{BN}}\right)^2 \times \left(\frac{J_{s(HT)} \cdot (n_{HT}/n_{BN}) + \alpha \cdot (\tau/W(\theta)) \cdot \sum_i J_{i(HT)}}{J_{s(HT)} + \sum_i J_{i(HT)}}\right). \quad (9b)$$

Now, we derive the gain in exposure time in the  $N$  band with a hypertelescope assuming the following configuration:  $n_{HT} = 37$  telescopes and  $n_{BN} = 6$  telescopes;  $J_z = 13 \text{ mag}''^2$ ,  $J_{ez} = 10 \cdot J_z$ ;  $B = 80 \text{ m}$ .

In this case the baseline of the hypertelescope is not optimized for all spectral types. However, as seen in Table 2, the gain in exposure time is significant with respect to the Bracewell nuller. The gain arises from many different points. First, the capability of the hypertelescope to spatially separate the planet peak from the background halo owing to the angular resolution, because this interferometric configuration has a wider field of view than a Bracewell nuller. The zodiacal and exo-zodiacal light is therefore much brighter than

**Table 2.** Maximum gain in exposure time of the hypertelescope with respect to the Bracewell nuller for detecting a terrestrial planet, assuming  $n_{HT} = 37$ ,  $n_{BN} = 6$ ,  $J_z = 13 \text{ mag}''^2$ ,  $J_{ez} = 10 \cdot J_z$  and  $B = 80 \text{ m}$ .

Spectral type	F0V	F5V	G0V	G2V
maximum gain	28	32	22	20

---

Spectral type	G5V	K0V	K5V	M0V	M5V
maximum gain	22	50	30	34	42

any exo-planets. To overcome this problem of FOV, the nuller has to be rotated to perform a synchronous detection assuming that the zodiacal and exo-zodiacal light is centrosymmetrical, unlike the planet peak. However, the observation of many disks does not confirm these possible centrosymmetrical exo-zodiacal clouds (see for instance the warp of  $\beta$  Pic, Mouillet et al. 1997). With a synchronous detection, the Bracewell nuller does not always detect the planet contribution because the lower intensity of starlight residue in the transmission map must correspond to the planet peak position. The global efficiency with this type of detection is  $1/n_{BN}$  where  $n_{BN}$  is the number of sub-apertures of the Bracewell interferometer. The exposure time increases with the number of apertures. However, with the hypertelescope concept we have demonstrated that behaviour is exactly the opposite. Second, the attenuation factor for the planet peak  $A_{BN}$  is always higher than  $A_{HT}$ , when the nulling varies as  $\theta^4$ , however with coronagraphic device the variation is in  $\theta^2$ , where  $\theta$  is the angular separation of the planet compared to the parent star.

## 7. Conclusions and future work

As already demonstrated in Boccaletti et al. (2000) the numerical simulations presented in this article confirm that a hypertelescope with coronagraph can achieve exo-planet detection in the mid-IR, and be more sensitive than interferometers using beam-splitters in their combiner. This new series of simulations bring out some additional conclusions with respect to our previous work.

First, we show that the main drawback, the field of view limitation, can be overcome if exo-planets are detected using their secondary dispersed peaks. This makes it unnecessary to vary the array size for zooming the image, as suggested before. One can define an optimal fixed baseline according to the most frequent stellar spectral types to be observed. For instance, with a baseline of 80 m an Earth-like planet is potentially detectable around 73% of target stars in 10 hours.

Second, the comparison between the coronagraphic hypertelescope and the Bracewell nuller has been performed in more detail than in Boccaletti et al. (2000). We similarly find that the hypertelescope can be more efficient than a Bracewell nuller by at least 1 order of magnitude, in terms of the exposure time needed to detect exo-planets (see Table 2). However, it requires more sub-apertures, the size of which is smaller if equal collecting areas are considered.

Finally, the signal to noise ratio estimation presented in the Appendix is useful to investigate the effect of each background

component. We find that the dominant sources of noise when searching Earth-like planets in the mid-IR are the exo-zodiacal and zodiacal clouds. The stellar residuals, with the speckles generated by phase errors are fainter if the starlight rejection is larger than  $10^5$ .

Phase-mask coronagraphy is well suited to hypertelescopes. Some ongoing experiment are addressing the technology readiness of these devices. Miniature versions of these have been tested at Observatoire de Haute-Provence, both in the laboratory and on the sky. They use diffractive Pedretti et al. (2000) or geometric-optics Gillet et al. (2002, submitted) methods of pupil densification. A four-quadrant phase mask coronagraph is also being tested. Some of us are also involved in the NGST European consortium for the study of a phase-mask coronagraph to be implemented in the imager of MIRI (mid-IR instrument) (Dubreuil et al. 2002), and obviously the issues for NGST and TPF are very similar. A first prototype was manufactured for visible wavelengths and successfully tested on an optical bench allowing starlight rejection  $\approx 45\,000$  in the central resel (Riaud et al. to be published) and a contrast as large as  $10^6$  at  $3\lambda/d$ . A simple phase mask, having a chromatic response, is used but achromatized versions were also recently proposed (Riaud et al. 2001 for instance) and are being studied in our group.

A subsequent step which we are preparing is the testing of a hypertelescope with a phase-mask coronagraph. Given the sensitivity gain with respect to previous forms of nulling, a hypertelescope version of the TPF should now be considered, and more detailed comparisons can be made. The direct imaging capability is also of obvious interest for a broad range of science, including the deep-field imaging of remote galaxies. Because deployable structures will be difficult to use for arrays larger than 50 or 100 m, we further explore the use of free-flyer elements driven by solar sails. Solar sails are attractive in terms of accuracy but require low masses (of less than 25 kg). The hypertelescope concept with its small mirror elements (60–70 cm) seems to be adapted to this technology. Sails also serving as multi-layer sunshields can keep the mirror elements below 40–60 K. For cost reasons, one can start with a modest hypertelescope having 7 mirror elements and then later add sub-apertures to increase the field of view and the full sample completeness.

*Acknowledgements.* We wish to thank the DARWIN team: Alain Léger principal investigator, Alain Labèque chief engineer, Marc Ollivier and Predrag Skulic for helpful discussions. And also we wish to thank the referee Olivier Guyon for useful comments and corrections.

## References

- Absil, O. 2001 Proc. From Optical to Millimetric Interferometry, Liège Int. Astroph. Coll., 79
- Aime, C., Soummer, R., & Ferrari, A. 2002, A&A, 389
- Beichman, C., & Velusamy, T. 1997, BAAS, 29, 1310
- Beichman, C., Lindensmith, C., & Woolf, N. J. 1999, The Terrestrial Planet Finder, JPL Publication, 99-3
- Boccaletti, A., Riaud, P., Moutou, C., & Labeyrie, A., 2000, Icarus, 145, 2, 628
- Boulanger, F., & Pérault, M. 1988, ApJ, 330, 964
- Bracewell, R. N. 1978, Nature, 274, 780
- Bracewell, R. N., & McPhie, R. H. 1979, Icarus, 38, 136
- Dubreuil, D., et al. 2002, Proc. of SPIE 2002, submitted
- Gay, J., & Rabbia, Y. 1996, CR. Acad. Sci. Paris, 332, Serie II b, 265
- Gillet, S., Riaud, P., Dejonghe, J., Lardière, O., et al. 2002, A&A, to appears
- Guyon, O., & Roddier, F. 2000, Proc. SPIE, 4006
- Guyon, O., & Roddier, F. 2002, A&A, 391, 379
- The Hipparcos and Tycho Catalogues, 1997, ESA SP-1200
- Labeyrie, A. 1996, A&AS, 118, 517
- Labeyrie, A. 1999, in Cargèse summer school Planets Outside the Solar System: Theory and Observations, ed. J. M. Mariotti, & D. Alloin, NATO ASI, 532, 261
- Léger, A., Mariotti, J. M., Mennesson, B., et al. 1996, Icarus, 123, 249
- Leinert, Ch., Bowyer, S., Haikala, L. K., Hanner, M. S., et al. 1997, A&AS, 127, 1
- Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B., & Lagrange, A. M. 1997, MNRAS, 292, 896
- Pedretti, E., Labeyrie, A., Arnold, L., et al. 2000, A&AS, 147, 285
- Roddier, F., & Roddier, C. 1997, PASP, 109, 815
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, PASP, 112, 1479
- Riaud, P., Boccaletti, A., Rouan, D., Lemarqu s, F., & Labeyrie, A. 2001, PASP, 113, 1145
- Riaud, P., Gillet, S., Labeyrie, A., Boccaletti, A., et al. 2001 Proc. From Optical to Millimetric Interferometry, Li ge Int. Astroph. Coll., 85

## Online Material

### Appendix A: Signal to noise ratio calculation

This Appendix presents additional information to derive the detailed calculation of the signal to noise ratio of an hypertelescope in the context of extra-terrestrial planets detection. In particular, we assess the terms of Eq. (2):  $J_p$ ,  $J_s$ ,  $J_z$ ,  $J_{ez}$ ,  $J_{sn}$ ,  $J_{id}$ ,  $J_m$ ,  $N_{\text{dark}}$  and  $N_{\text{ron}}$ .

#### A.1. Interferometer configurations

In this paper we have considered 2 possible designs using 7 and 37 sub-apertures. Several parameters of these configurations are listed in Table A.1.

**Table A.1.** Possible configurations of the hypertelescope for 7 or 37 sub-apertures.

Configuration	hexagonal	
Number of sub-apertures	7	37
Sub-aperture diameter (in m) $d_m$	1.53	0.66
Total surface (in m <sup>2</sup> )	10.60	
Baseline ( $B$ ) (in m)	40–100	
Field of View diameter in $\lambda/B$	$3\sqrt{3}$	$7\sqrt{3}$
Number of resels in the ZOF ( $N_{\text{resel}}$ )	21	115
Energy in interference peak ( $E_{\text{peak}}$ )	0.65	0.81
Energy in $(\lambda/B)^2$ ( $E_{\text{resel}}$ )	0.51	0.63

#### A.2. Field of view properties

With a fully densified pupil and a periodic hexagonal array, the limit of the primary imaging field corresponds to the ZOF (Zero Order Field). We approximate this windowing function with a Bessel function  $J_1(\theta)$  with  $\theta$  being in  $\lambda/B$  unit and  $ZOF = 12.2\lambda/B$ .

$$W(\theta) = 0.85 \times \frac{4J_1^2(2\theta/ZOF)}{(2\theta/ZOF)^2}. \quad (\text{A.1})$$

In fact, the imaging field can be enlarged if exo-planets are detected using their dispersed secondary peaks (as explained in Sect. 2.1). Owing to the linear dispersion, the wavelength range integrated in one resel then depends on the order of these interference peaks:  $\Delta\lambda \approx (\text{order} + 1)/\lambda$ . Then, the real field of view (HOF) increases as the order of the peak (if expressed as a ZOF multiple). In the following Table A.2, we provide for each interference peak (ranging from order 0 to order 7) the flux and the corresponding wavelength range ( $\lambda_{\text{max}}$  and  $\lambda_{\text{min}}$ ) integrated in a resel owing to the peak dispersion.

#### A.3. Stellar flux

The star flux is obtained with the classical black-body relation ( $B_\lambda(T_s)$ ) integrated in the  $N$  filter ( $\lambda = 10.2 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 2 \mu\text{m}$ ) with a maximum transmission of 70% ( $f_N(\lambda)$ ).

**Table A.2.** Flux of interference peaks at  $\lambda = 10 \mu\text{m}$  and the corresponding wavelength range ( $\lambda_{\text{max}} - \lambda_{\text{min}}$ ) integrated in one resel.

order	0	1	2	3
Flux in %	100	98.5	85.5	66.4
Flux (spectrum) in %	86	84.3	74	56.4
$\lambda_{\text{min}}$ in $\mu\text{m}$	6	7.65	8.5	8.925
$\lambda_{\text{max}}$ in $\mu\text{m}$	14	12.75	11.9	11.475

order	4	5	6	7
Flux in %	53.2	44.3	38.1	32.9
Flux (spectrum) in %	43.9	35.6	30.8	26.6
$\lambda_{\text{min}}$ in $\mu\text{m}$	9.18	9.35	9.47	9.56
$\lambda_{\text{max}}$ in $\mu\text{m}$	11.22	11.05	10.93	10.08

Assuming a Si: As Rockwell detector in the FPA with  $q_e(\lambda)$  the quantum efficiency,  $J_s$  ( $\gamma/\text{s}$ ) is given by:

$$J_s = \frac{S \cdot T_r}{hc} \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} q_e(\lambda) \cdot f_N(\lambda) \cdot B_\lambda(T_s) \cdot \lambda \cdot d\lambda \quad (\text{A.2})$$

$S$  is the total surface of the sub-apertures, and  $T_r$  the optical transmission.

Using the coronagraph, the residual starlight is:

$$J'_s = G_{\text{coro}}(\theta) \cdot J_s \quad (\text{A.3})$$

$G_{\text{coro}}(\theta)$  being the attenuation of the star at the planet location.

#### A.4. Earth-like planet flux

The Earth-like spectrum results from a combination between the reflected light from the star at visible wavelength and a black-body emission in the thermal IR. For an averaged temperature  $T_p = 298 \text{ K}$ , the distance of the planet to the star scales with the star spectral type (i.e. temperature  $T_s$  and radius  $r_s$ ):

$$d_p(T_p = 298 \text{ K}) = \frac{(1 - A_p)^2}{(1 - \epsilon_{\text{IR}})^2} \times \frac{r_s \cdot T_s^2}{25.3552 \cdot T_p^2} \quad (\text{A.4})$$

with a Bond albedo of  $A_p = 0.39$ , and an IR emissivity  $\epsilon_{\text{IR}} = 0.84$ . The flux of the planet is then given by the sum of a reflective term and an emissive term:

$$J_p = \frac{A_p \cdot r_p^2}{4 \cdot d_p^2} J_s + \frac{S \cdot T_r}{hc} \frac{\epsilon_{\text{IR}} \cdot r_p^2}{2 \cdot r_s^2 d_s^2} \times \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} q_e(\lambda) \cdot f_N(\lambda) \cdot P_{\text{sp}}(\lambda) \cdot B_\lambda(T_p) \cdot \lambda \cdot d\lambda \quad (\text{A.5})$$

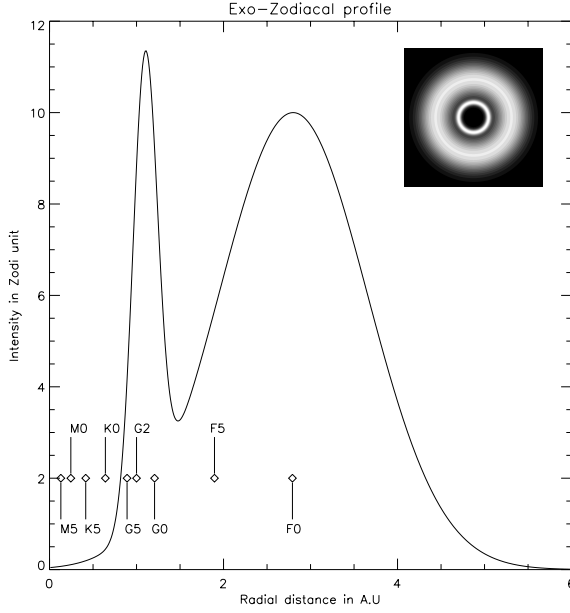
$r_p$  is the Earth radius ( $6.78 \times 10^6 \text{ m}$ ),  $d_s$  the distance of the star, and  $P_{\text{sp}}(\lambda)$  the thermal spectrum of an Earth-like planet (Beichman et al. 1999). The flux of the interference peaks assuming the Earth spectrum are also given in Table A.2.

Then, the flux of the planet is attenuated by the windowing function and by the coronagraph radial transmission which becomes significant for Earth-like planets around M0V since they are angularly very close:

$$J'_p = W(\theta) \cdot A_{\text{coro}}(\theta) \cdot J_p \quad (\text{A.6})$$







**Fig. A.2.** Exo-zodiacal intensity profile adopted in this work. The positions of Earth-like planets are shown for nine spectral type (main sequence stars).

with  $C_{ez}$  the radial profile of the exo-zodiacal cloud. As shown in Fig. A.2 we adopt a following profile approximated by two Gaussians features:

$$C_{ez} = \exp\left(-\left(\frac{x-1.1}{0.2}\right)^2\right) + \exp\left(-\left(\frac{x-2.8}{1.2}\right)^2\right). \quad (\text{A.11})$$

This profile is pessimistic, because we have increase the variation of intensity in our Zodiacal cloud. It is however possible that exo-planets generate this sort of structures in the real Exo-zodiacal disk. In the case of Zodiacal light, a first study by (Beichman & Velusamy 1997) was already carried out.

### A.7. Interstellar clouds

Cold interstellar dust (10 ~ 92 K) might also be a possible source of noise. Therefore, we have verified that its effect is negligible in that context. Its contribution in the range 5–25  $\mu\text{m}$  is about (0.01–1) MJy/sr i.e. less than 3% of the zodi flux (13 mag/'<sup>2</sup>). The interstellar dust flux (photon/s) is then:

$$J_{id} = 0.015 \times J_z. \quad (\text{A.12})$$

### A.8. Thermal emissivity of the optics

Thermal emissivity from the optical devices also contributes to the background noise. In the following, we take into account the thermal emission from the sub-apertures ( $\varnothing = d_m$ ).

$$J_m = \frac{S \cdot T_r \cdot \epsilon_m}{hc} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} q_e(\lambda) \cdot f_N(\lambda) \cdot B_\lambda(T_m) \cdot \lambda \cdot d\lambda \quad (\text{A.13})$$

$$J'_m = J_m \cdot W(\theta) \cdot \left(\frac{\lambda}{d_m}\right)^2 \times \frac{1}{N_{\text{res}}}. \quad (\text{A.14})$$

**Table A.5.** Thermal emissivity for 37 sub-apertures plus 4 mirrors. The flux contribution is given in unit of zodiacal flux ( $J_z(\text{mag}) = 13 \text{ mag/'}^2$ ) for comparison.

Temperature in K	30	40	50
Flux in $J_z$	$5.4 \times 10^{-10}$	$7.9 \times 10^{-6}$	$2.9 \times 10^{-3}$

Temperature in K	60	70	80
Flux in $J_z$	0.16	3.0	27.5

As shown in Table A.5, the optical emissivity appears negligible below 60 K as already claimed in Boccaletti et al. (2000).

## A.9. FPA noise

### A.9.1. Dark current

The full well depth of the mid-IR camera Si:As or InSb is  $\approx 100\,000e^-$  and is coded on 16 bits. The gain  $G_c$  is then  $\sim 1.5e^-/\text{ADU}$  (Analog Digital Unit). Actually, at the temperature of liquid helium (4 K), the Si:As Focal Plane Array has an appreciable dark current with  $D_c = 1e^-/\text{s}$ , amounting to  $1.44 \times 10^5 e^-/\text{resel}$  or  $1.83 \times 10^{-2}$  Zodi (1 Zodi = 13 mag/'<sup>2</sup>) for 10 hours of exposure time. Assuming a Gaussian statistic and 4 pixels per resel, we obtain:

$$N_{\text{dark}} = 4 \cdot D_c \cdot t. \quad (\text{A.15})$$

### A.9.2. Readout noise

In the thermal infra-red, existing focal plane arrays have a large readout noise ( $\sigma_{\text{ron}} = 30e^-/\text{pixel}/\text{frame}$ ) that can be reduce by  $\sqrt{n}$  if the pixel is read  $n$  times non-destructively. The readout noise can be written as

$$N_{\text{ron}} = 4\sigma_{\text{ron}}^2 \times n_{\text{frames}} \quad (\text{A.16})$$

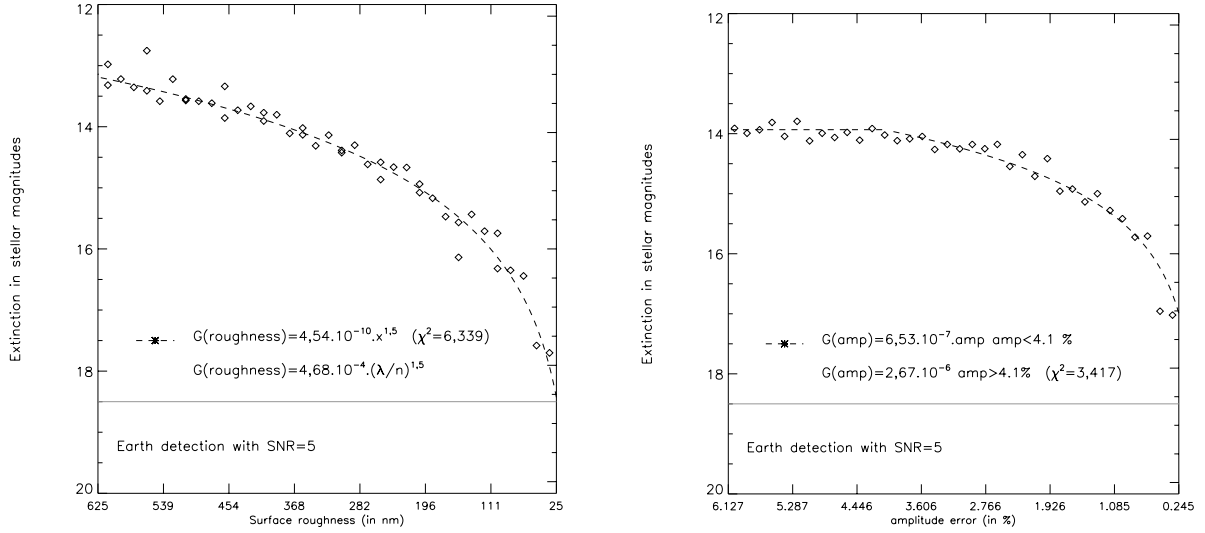
with  $n_{\text{frames}}$  required to fill up the dynamic (16 bits) assuming a total integration time  $t$ :

$$n_{\text{frames}} = \frac{G_c \cdot (\sum_i J_i + 4 \cdot D_c) \times t}{(4 \cdot (2^{16} - \text{offset}))}. \quad (\text{A.17})$$

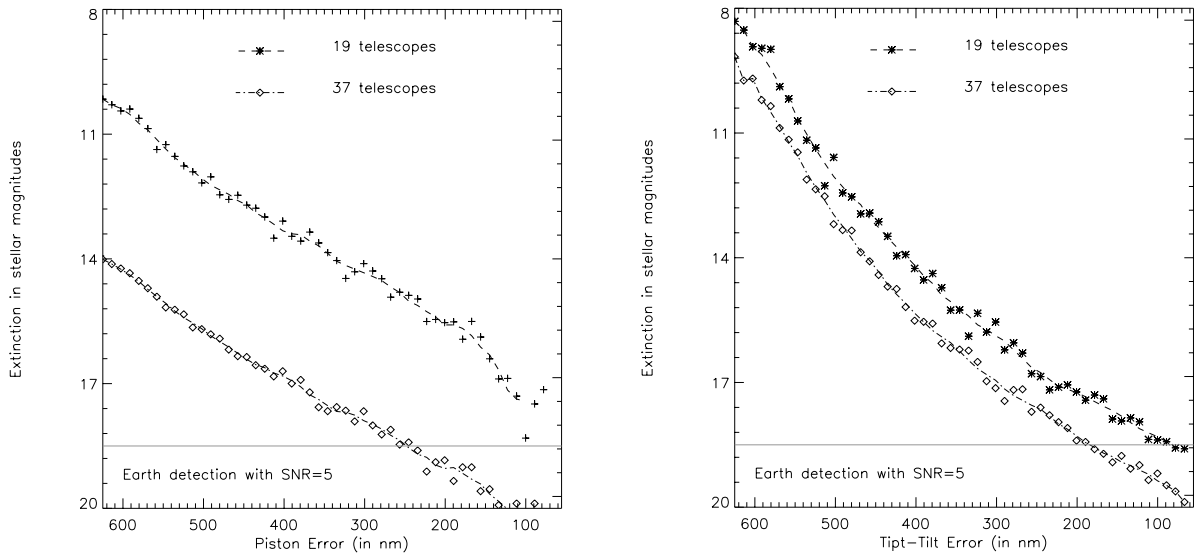
## A.10. Effect of the stellar diameter

Now, it is very important to take into account the fact that with a long baseline, the star's disk is somewhat resolved even in the thermal infra-red. For example, a F0V star at 3 pc appears with an angular diameter of  $0.13 \cdot \lambda/B$  whereas a M5 spectral type at 3 pc is only  $3.3 \times 10^{-3} \lambda/B$ . The coronagraphic impact is strictly similar than for pointing errors. The effect of pointing errors on the Four Quadrant Phase-Mask was already discussed by Rouan et al. (2000) and scales with  $\theta^2$ . The effect of the stellar diameter is then:

$$C_{\text{res}} = \int_0^{r_s} \Pi(0, r'_s) \times \left(1, 932 \times 10^5 \cdot \left(\frac{r'_s B}{d_s \lambda}\right)^2 + 1\right) \cdot dr'_s. \quad (\text{A.18})$$



**Fig. A.3.** Coronagraphic gain as a function of the surface roughness (left) and of the amplitude errors (right) in percent assuming a 10% coverage of the mirror surface. Each data point is obtained by averaging 100 sequences with a Gaussian statistics.



**Fig. A.4.** Coronagraphic gain as a function of the differential piston (left) and tip-tilt (right) between sub-apertures for 19 and 37 sub-apertures. Each data point are obtained by averaging 30 sequences with Gaussian statistics.

$\Pi(0, r'_s)$  is the function describing the stellar disc. To simplify the calculus, we consider a star without limb darkening, this approximation being pessimistic. The result for a G2V star at 10 pc corresponds to a global degradation factor of  $C_{\text{res}} = 20.9$ . This term corresponds to the fraction of the incoming starlight that leaks through the coronagraph.

#### A.11. Speckle noise

In perfect conditions, the rejection of the coronagraph can be as large as  $10^8$ . This performance is degraded by the speckle noise originating from both intra-aperture phase aberrations (mirror bumpiness and tip-tilt errors) and inter-aperture piston errors. For a densified pupil, the interference peak is degraded. Its Airy

rings are broken into brighter speckles and the first-order peaks at the edge of the Zero Order Field are intensified, both before and after the coronagraph. After each cophasing ajustement, the pattern of residual speckles changes randomly. The amplitude pattern over the pupil, including the virtual shadow pattern caused by unequal Strehl values among the sub-pupils, also creates fixed speckles in the coronagraphic image. Numerical simulations were used to evaluate the degraded coronagraphic gain versus the differential piston and tip-tilt of mirror elements ( $C_{\text{err-P}}$  and  $C_{\text{err-TT}}$ ), the mirror bumpiness ( $C_{\text{rgh}}$ ) and the lack of amplitude uniformity ( $C_{\text{amp}}$ ). The results are shown in Figs. A.4a, A.4b, A.3a and A.3b respectively. Power law fits are given in the following for 19 and 37 sub-apertures.

$$G_{\text{Piston-}N_t=19} = \frac{0.12}{\lambda^{2.5}} \times C_{\text{err-P}}^{2.5} \quad (\text{A.19a})$$

$$G_{\text{Piston-}N_t=37} = \frac{4.5 \times 10^{-3}}{\lambda^{2.5}} \times C_{\text{err-P}}^{2.5} \quad (\text{A.19b})$$

$$G_{\text{Tip-Tilt-}N_t=19} = \frac{33.5}{\lambda^4} \times C_{\text{err-TT}}^4 \quad (\text{A.20a})$$

$$G_{\text{Tip-Tilt-}N_t=37} = \frac{13.5}{\lambda^4} \times C_{\text{err-TT}}^4 \quad (\text{A.20b})$$

$$G_{\text{rgh}} = \frac{4.68 \times 10^{-4}}{\lambda^{1.5}} \times C_{\text{rgh}}^{1.5} \quad (\text{A.21})$$

$$\begin{aligned} G_{\text{amp}} &= 6.53 \times 10^{-7} \times C_{\text{amp}} & C_{\text{amp}} &\leq 4.1\% \\ G_{\text{amp}} &= 2.67 \times 10^{-6} & C_{\text{amp}} &> 4.1\%. \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

The simulation of wavefront aberrations shows that with the  $N$  filter, the rms deviation must be lower than  $\lambda/110$  for piston (see Fig. A.4a) and  $\lambda/140$  for tip-tilt, with 37 telescopes (see Fig. A.4b) to allow an Earth detection. It turns out that these tolerances (93 nm and 73 nm respectively) are more relaxed than for a Bracewell nuller (some nanometers). The roughness and the amplitude errors on the mirrors must be lower than 25 nm (see Fig. A.3a) and less than 0.25% respectively (see Fig. A.3b). Using SiC technology the roughness error on the mirrors can be as small as 10 nm rms.

$$J_{\text{sn}} = \sqrt{G_{\text{coro}} \cdot J_s} = \sqrt{J'_s}. \quad (\text{A.23})$$

The  $J_{\text{sn}}$  factor is the speckle noise generated by the residual star-light. The variation of this term is not correlated with planet signal.

$$C_{\text{coro}}(N_t = 37) = \sqrt{\left( \sum_i G_i^2(N_t = 37) \right)} \quad (\text{A.24a})$$

$$G_{\text{coro}}(N_t = 37) = C_{\text{coro}}(N_t = 37) \cdot C_{\text{res}} \times \theta^{-2}. \quad (\text{A.24b})$$

$G_{\text{coro}}(N_t = 37)$  is the coronagraphic global gain, which is affected by three degradation factors which are different nature.  $C_{\text{coro}}(N_t = 37)$  is the factor of nulling degradation of the FQ-PM including all optical errors such as differential piston and tip-tilt, roughness and amplitude errors on the pupil plane.

$C_{\text{res}}$  has been explained above. It is the contribution of stellar diameter and also the residual telescope jitter. We can consider in a first approximation, that the effects of  $C_{\text{coro}}(N_t = 37)$  is globally shifted by  $C_{\text{res}}$ . The coefficient  $C_{\text{res}}$  is the major contribution to the degradation factor.

Finally,  $\theta$  is the angular distance between the planet and the parent star.

## 6.8 Discussion

Pour la recherche d'exoplanètes telluriques autour des étoiles proches, divers concepts optiques ont donc été proposés. Une réflexion s'impose maintenant pour savoir quel est le concept le plus approprié. En fait, il apparaît que cela dépend essentiellement de deux paramètres : le nombre de télescopes présents dans la configuration et les dispositifs coronographiques utilisés. Quand je parle ici de “dispositifs coronographiques” c’est au sens large du terme, cela inclut notamment les apodiseurs (Nisenson P. & Papaliolios C. 2001; Aime C. et al. 2001a; Aime C. et al. 2001b) et le dispositif de Bracewell (Bracewell R.N. 1978; Bracewell R.N. & McPhie R.H. 1979).

Dans le cas limité à seulement deux télescopes, le concept de départ de Bracewell semble le plus adéquat. Cela entraîne cependant l'utilisation d'un déphaseur achromatique sur une des voies de l'interféromètre. L'utilisation du CIA peut être une solution élégante. Une approche coronographique classique ne présente pas d'intérêt du fait de la petitesse du champ d'observation.

Dans les configurations à 3 et 4 télescopes et notamment dans le cas à 4 télescopes, il est possible d'avoir une courbe d'extinction plus large ( $\theta^4$ ) au lieu du ( $\theta^2$ ) obtenu avec le cas de deux télescopes. Dans une architecture de Bracewell cela augmente la complexité du dispositif et diminue l'efficacité de celui-ci. En effet, pour une recombinaison Bracewell, il faut un système de modulation des franges pour parcourir tout le champ que l'on veut observer. Donc l'efficacité diminue proportionnellement au nombre d'ouvertures. Ce dispositif reste intéressant pour la recherche des exo-planètes.

Avec 5 ou 6 sous-ouvertures, ce concept semble être “inapproprié”. Du point de vue de l'imagerie directe, le champ reste très faible (avec par exemple  $5\lambda/B$  de diamètre seulement pour configuration hexagonale). Il reste difficilement utilisable avec un dispositif coronographique classique. Concernant l'architecture Bracewell, celle-ci devient extrêmement complexe car il faut recombinaison par paire ou triplet les télescopes. Ce nombre de recombinaisons peut aussi augmenter si l'on découpe la bande spectrale d'observation  $7 - 20\mu m$  en plusieurs bandes plus petites pour pouvoir optimiser les déphaseurs achromatiques. Le concept de François Roddier et d'Olivier Guyon (Guyon O. & Roddier F. 2002), semble être une alternative intéressante pour la recherche d'exo-planète, au prix cependant d'une complexité assez importante du concept.

Il faut remarquer que pour cette architecture, il est possible de reconstituer un champ d'observation par rotation d'une base interférométrique. Cela fonctionne si la caméra ne comporte pas de bruit de lecture sinon l'efficacité diminue notablement, ce qui entraîne une augmentation sensible du temps de pose.

Pour un nombre important de sous-ouvertures de petites tailles  $N > 19$ , il apparaît que l'architecture la plus intéressante soit la pupille densifiée couplée à un dispositif coronographique. En effet, le champ devient suffisant pour l'utilisation d'un coronographe, on arrive à une simplification importante de l'optique focale et une augmentation importante du rendement globale par le fait de la non présence de séparatrices. Les deux articles précédents ont présenté le cas du masque de phase de Roddier (Roddier F. & Roddier C. 1997; Guyon O. et al. 1999) et les quatre quadrants (Rouan D. et al. 2000; Riaud P. et al. 2001), mais un dispositif apodiseur du type ASA (Nisenson P. & Papaliolios C. 2001) peut aussi convenir. Pour ce dernier cas des problèmes de diffusion de la lumière subsistent, car un apodiseur ne fait que redistribuer la lumière de l'étoile dans le plan image.

En contre partie la pupille densifiée demande un grand nombre de petits télescopes (37 dans notre configuration de 70 cm de diamètre) ce qui complique les dispositifs de métrologie. Si on arrive à faire une série de satellites le coût pourrait être diminué fortement. Un atout important de cette configuration est la possibilité de faire de l'imagerie directe, ce qui permettrait d'utiliser l'interféromètre pour d'autres objets astrophysiques, dans le but d'augmenter l'impact scientifique du projet.

# Chapitre 7

## Simulations numériques pour “Planet Finder”

### 7.1 Présentation de “Planet Finder”

Je présente ici le nouveau projet de l’ESO “Planet Finder”. Celui-ci sera un instrument de seconde génération au foyer d’un des 8 m de Paranal. L’ESO a lancé un appel d’offre, fin 2001 pour une étude complète d’un système permettant la détection et la caractérisation des planètes extrasolaires. Deux équipes différentes ont proposé un instrument, l’équipe regroupant les Français, les Anglais et les Canadiens a proposé un système d’optique adaptative couplé à un coronographe très performant. L’équipe concurrente italo-allemande ne propose qu’une optique adaptative couplée à de l’imagerie différentielle à plusieurs longueurs d’onde.

Le but de cet instrument sera la découverte d’exo planètes du type Jupiter autour d’étoiles proches. Sont également visés des objectifs scientifiques relatifs à la haute résolution angulaire comme l’imagerie des disques circumstellaires, les noyaux actifs de galaxies proches ou bien encore l’imagerie et la spectroscopie des astéroïdes proches “Géo-croiseurs” dans le visible.

La communauté Haute Résolution Angulaire a donc proposé une étude complète d’un instrument ayant ces buts scientifiques. Mais les premières simulations montrent que les exo-planètes du type jupiter seront difficiles à observer depuis le sol, par contre la détection d’objets faibles du type naines brunes ou Jupiters chauds dans les amas ouverts les plus proches (HW Hydra par exemple) semble réalisable.

Je présenterai donc ici en premier lieu les simulations numériques que j’ai effectuées avec une simple DSP pour générer de la turbulence, c’est à dire une fonction numérique caractérisant le poids des fréquences au plan pupille. Après diverses discussions avec les protagonistes du projet, je montrerai des résultats de simulations avec des jeux de coefficients de Zernike filtré temporellement par une optique adaptative élaborée par Thierry Fusco de l’ONERA qui corrobore assez bien les hypothèses prises lors de la première simulation.

### 7.2 Simulation numérique avec une DSP

Je présente une simulation numérique où j’utilise pour les effets de turbulence atmosphérique corrigés par l’Optique adaptative une simple DSP (Densité Spectrale de Puissance). Je prends pour la turbulence un modèle de Von Karman avec des paramètres de Fried suivants :

$r_0=60$  cm pour 80% de Strehl;  $r_0=80$  cm pour 90% de Strehl en bande K. Soit des qualités d’image avant correction par l’optique adaptative de respectivement 0.56 et 0.75”. Les zones de turbulence de grandes tailles sont de 25 m.

J’ai calculé jusqu’à 5000 écrans de phase tous indépendants, pour quantifier les effets de lissage des tavelures résiduelles. La turbulence est filtrée par l’optique adaptative avec une fonction en  $f^{-2}$  pour les basses fréquences et une partie linéaire pour le raccordement au niveau des fréquences moyennes avec le  $f^{-11/3}$  des hautes fréquences (Voir Figure 7.1a pour la DSP et Figure 7.1b pour l’image turbulente obtenue). L’optique adaptative ici possède 740 actuateurs. Nous comparerons cette approche avec un modèle d’optique adaptative simulé par Thierry

Fusco de l'ONERA. Cette simulation semble assez réaliste, mais il apparaît néanmoins que la correction des bas-ordres de la turbulence est ici trop optimiste.

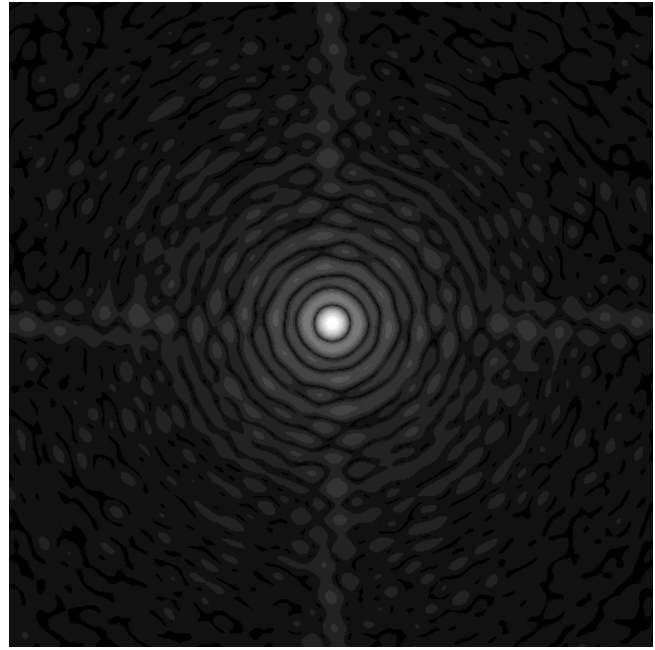
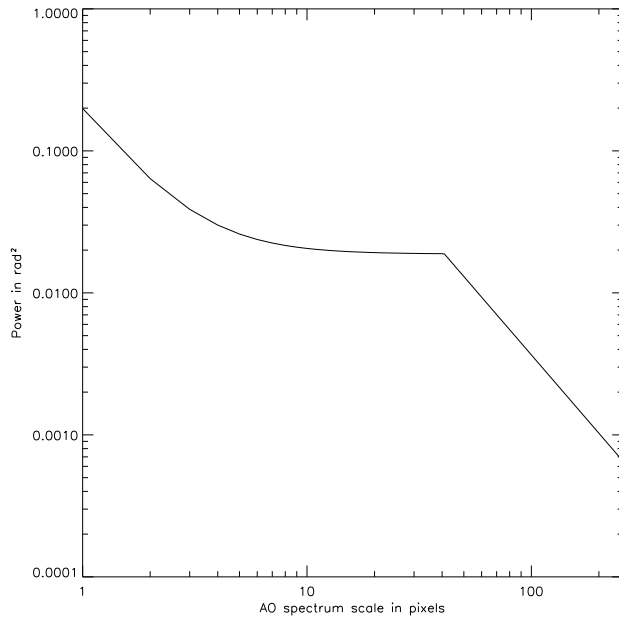


Figure 7.1: A gauche: Le spectre imposé pour l'optique adaptative: aux basses fréquences nous observons bien une fonction en  $f^{-2}$  correspondant à la correction des basses fréquences et pour les hautes fréquences le spectre en  $f^{-11/3}$  de Kolmogorov. Nous pouvons voir aussi la transition entre les deux cas. A droite: Image instantanée avec un Strehl ratio de 83%. Cette dernière image est visualisée avec une puissance de 0.1 pour bien faire ressortir les anneaux de diffraction.

Je montre ci-dessous deux écrans de phase générés avec la DSP (voir la Figure 7.2 gauche pour un Strehl de 80% et la Figure 7.2 droite pour un Strehl de 90%). Il faut s'attendre à des résidus des basses fréquences faibles car en effet les optiques adaptatives corrigent très bien les basses fréquences comme le tip-tilt ou le défocus, mais plus difficilement les plus hautes jusqu'à la fréquence de coupure. Au delà il n'y a plus de correction par l'optique adaptative et nous retrouvons le spectre de Kolmogorov aux hautes-fréquences ( $f^{-11/3}$ ). Les images des écrans de phase ne présentent donc qu'un résidu à moyenne et haute fréquence.

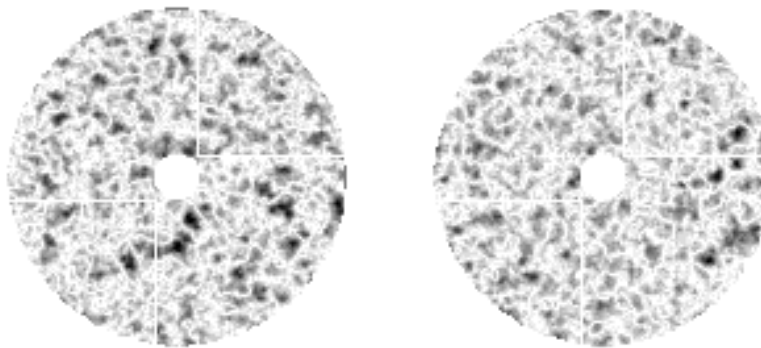


Figure 7.2: A gauche: image (en valeur absolue et inversée) des écrans de phase pour le cas 80% de Strehl. A droite: écran de phase pour 90%. Nous pouvons remarquer une bonne correction des basses fréquences.

## 7.3 Les résultats de simulations

### 7.3.1 Taux de réjection

Maintenant, je présente le taux de réjection que l'on peut attendre avec le 4 quadrants. J'ai ici appliqué les écrans de phase générés par ma DSP (voir la section précédente). Je renouvelle à chaque fois les écrans pour chaque pose. Je suis donc dans un cas totalement décorrélé et je somme les images coronographiques ainsi obtenues. J'ai appliqué cet algorithme pour le coronographe à 4 quadrants ainsi que pour le CIA, pour m'intéresser à l'évolution du taux de réjection (voir Figure 7.4 et Figure 7.5) et du lissage des tavelures (voir la section suivante et surtout Figure 7.6). Je présente donc pour chaque résultat, 10, 100, 1000 poses coronographiques sommées. Concernant le 4Q, j'ai été jusqu'à 5000 poses différentes, pour analyser le cas pose longue (1h ici).

La Figure 7.3 montre le comportement général du coronographe. Ici on a sommé 5000 réalisations des tavelures et l'on a inclu dans la simulation du bruit de photons ainsi que le bruit du détecteur (ici  $15 e^-$ ) (voir Figure 7.3a). J'ai pris le cas d'une étoile G2V ayant une magnitude dans le visible de 9 soit une distance de 70 pc. Tous les flux ont été ici calculés pour ce cas. On peut remarquer que la soustraction des quadrants opposés fait ressortir toutes les aberrations impaires sur l'image finale (voir Figure 7.3b).

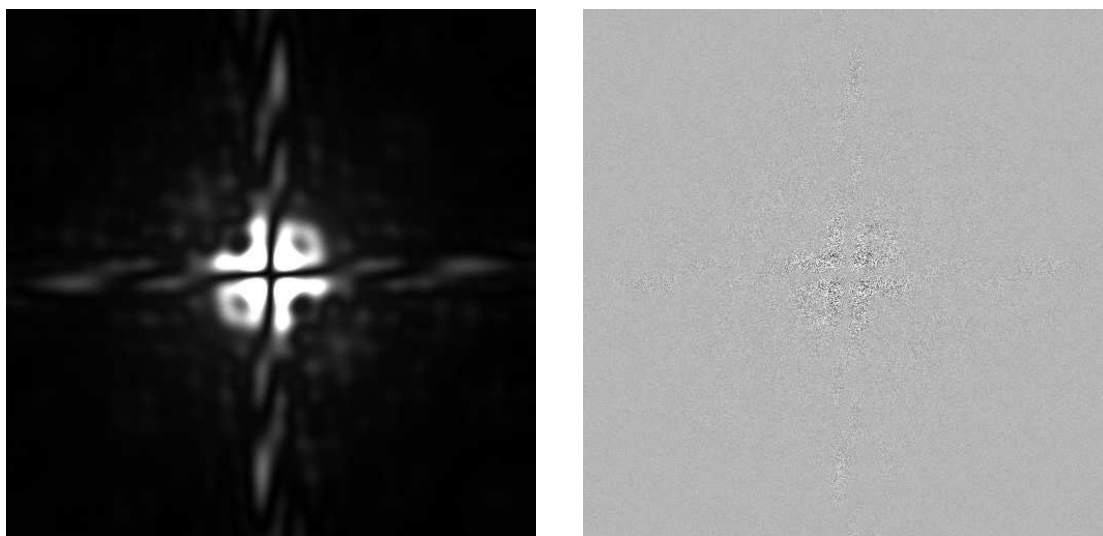


Figure 7.3: A gauche: Image obtenue avec 5000 poses différentes sommées en incluant le bruit de photons et le bruit de lecture du détecteur (ici  $15e^-$ ). On voit très bien l'effet disymétrique de l'araignée sur l'image. A droite: même image sommée mais avec la soustraction des quadrants opposés.



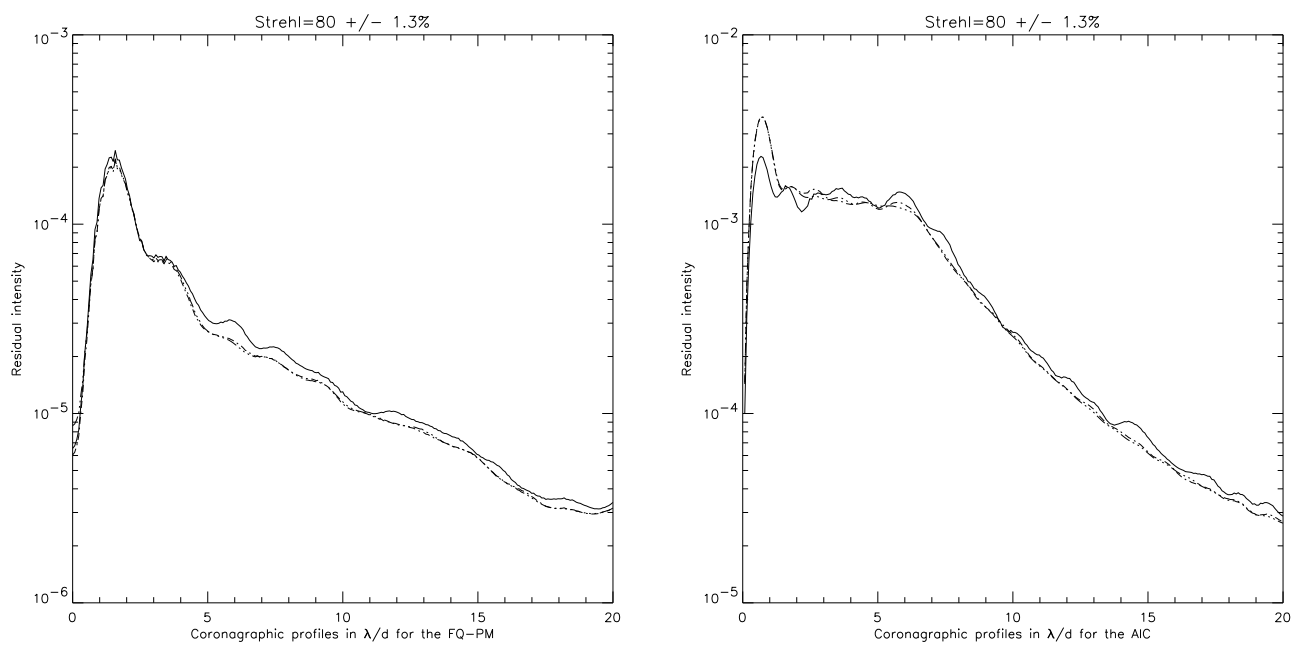


Figure 7.4: Intensité résiduelle sans soustraction des quadrants pour un Strehl moyen de 80%. A gauche pour le 4Q et à droite pour le CIA. Le trait continu correspond à une somme de 1000 poses .

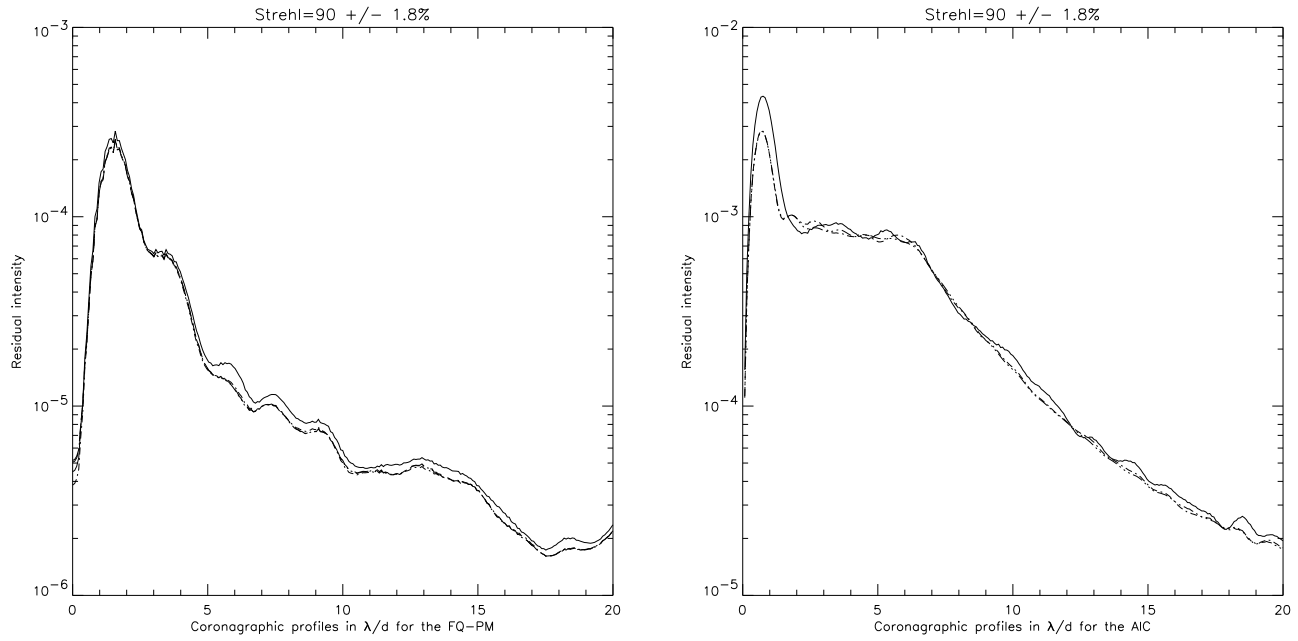


Figure 7.5: Intensité résiduelle sans soustraction des quadrants pour un Strehl moyen de 90%. A gauche pour le 4Q et à droite pour le CIA. Le trait continu correspond à une somme de 1000 poses pour le CIA et 5000 poses pour le 4Q.

### 7.3.2 Etude du niveau des tavelures

Dans cette section, nous allons nous intéresser à l'intensité des tavelures résiduelles. En premier lieu je calcule l'écart type sur les images sans soustraction des quadrants opposés. Cela nous donne une information importante sur le lissage des tavelures: il apparaît relativement rapidement au bout de 1000 écrans de phase.

La soustraction des quadrants opposés dans le cas du 4Q permet d'éliminer les aberrations du type pair donc symétriques ainsi qu'une grosse partie de l'effet de diffraction de l'araignée. Ce type de traitement ne peut pas être appliqué dans le cas du CIA, car cela annulerai aussi le ou les compagnons présents dans l'image finale.

La Figure 7.6a et Figure 7.6b montrent l'intensité des tavelures pour le 4Q après la soustraction des quadrants opposés avec toujours 80 et 90 % de Strehl ratio.

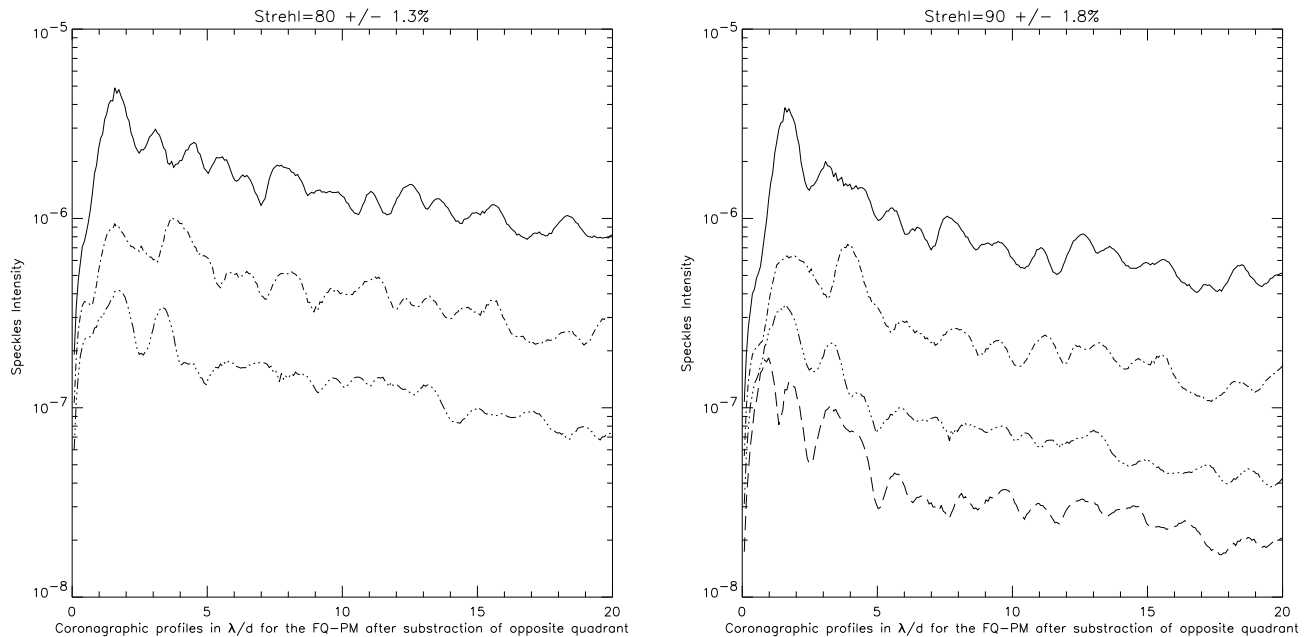


Figure 7.6: A gauche: l'intensité des tavelures pour le 4Q, avec un Strehl ratio de 80% après la soustraction des quadrants. A droite, pour un Strehl ratio de 90%. Les courbes montrent le niveau des tavelures pour respectivement de haut en bas: 10, 100, 1000 poses. La dernière courbe pour 90% de Strehl correspond à 5000 poses sommées.

## 7.4 Simulation numérique avec les coefficients de Zernike

Une approche plus réaliste a été entreprise avec des écrans de phase générés par une optique adaptative à haut Strehl. Thierry Fusco de l'ONERA qui a mis à disposition ce jeu de polynômes de Zernike pour que les différents groupes de coronagraphie à travers la France puissent simuler les comportements des divers dispositifs coronagraphiques avec les mêmes caractéristiques de turbulence. Cette simulation prend en compte par exemple la réponse du Shack-Hartmann sur l'étoile (ici on se place dans le visible avec toujours une magnitude de 9 pour une étoile G2V), le délai entre la mesure et la correction (2 trames). Ces coefficients de Zernike sont filtrés temporellement par l'optique adaptative.

Le jeu de polynômes a les caractéristiques suivantes:

Seeing	0.65"
Vitesse du vent	15 m/s
$D/r_0$	8.52
Correction	$n < 40$ (ordre Zernike)
Nombre d'actuateurs	$30 \times 30$
Fréquence	1 KhZ
Retard	2 Trames
Nombre de Zernikes	860
Strehl moyen	91.5 %

Dans un second temps il faudra incorporer des erreurs d'amplitude dues à la scintillation de l'atmosphère (incorporation des coefficients  $b_i$ ). Les précédents calculs avec des défauts d'amplitude avec un 4 quadrants ont montré que ceux-ci influençaient peu le taux de réjection du coronographe. Par contre cela risque d'avoir une influence plus importante avec des coronographes utilisant une apodisation en plan pupille comme le coronographe de Roddier ou celui de Lyot. Ces deux cas ont été intensément étudiés par Rémi Soummer et Claude Aime à Nice (Aime C. et al. 2001b; Aime C. et al. 2002). On peut remarquer que les poses individuelles ont une apparence plus turbulée dans ce cas-ci (voir Figure 7.7b) que lors de la première simulation avec la DSP. La DSP de l'optique adaptative simulée (voir Figure 7.7a) montre un comportement très proche de la DSP prise lors de la simulation avec des écrans non corrélés. Le résultat final après sommation des différentes poses est peu différent de la première simulation.

Je montre sur Figure 7.8 un écran de phase généré avec les 860 polynômes de Zernike. Il faut s'attendre aussi à des résidus des basses fréquences faibles mais par contre il n'y a pas de tavelures à hautes fréquences car on se limite aux 860 premiers coefficients "seulement".

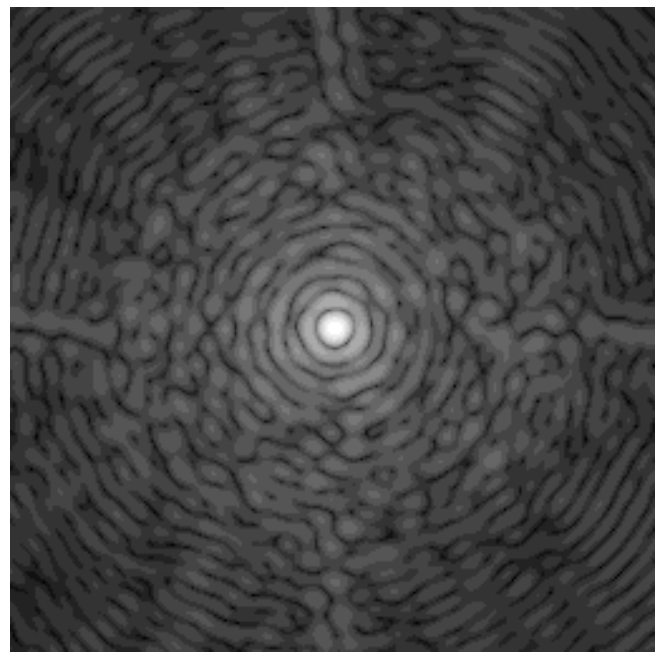
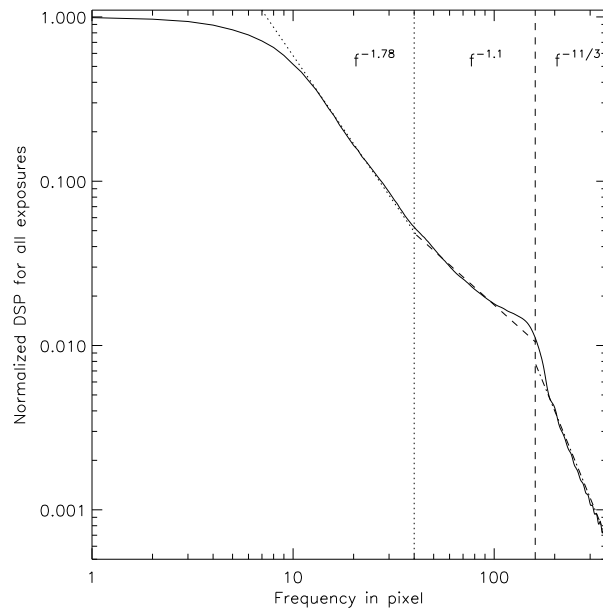


Figure 7.7: A gauche: Spectre imposé pour l'optique adaptative avec les 860 polynômes de Zernike. Au début nous avons une fonction en  $f^{-1.78}$  pour les basses fréquences puis du  $f^{-1.1}$  pour les moyennes fréquences et le  $f^{-11/3}$  pour les hautes fréquences. Nous pouvons voir aussi la transition entre les deux derniers cas vers 160 pixels. A droite: Image instantanée avec un Strehl ratio de 91.5%. Cette dernière image est visualisée avec une puissance de 0.1 pour bien faire ressortir les anneaux de diffraction.

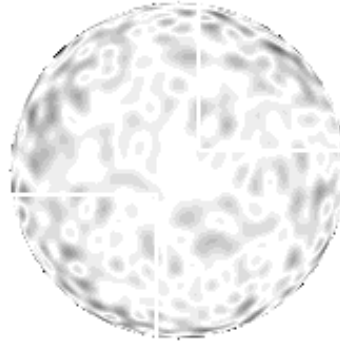


Figure 7.8: Image (en valeur absolue et inversée) d'un écran de phase pour le cas 91% de Strehl.

### 7.4.1 Les résultats pour le 4 quadrants

Après avoir vu les caractéristiques de la turbulence, intéressons-nous aux résultats obtenus avec ce jeu de coefficients de Zernike. La simulation a donc été faite avec 4094 poses contenant les 860 polynômes. La Figure 7.9a montre l'image coronographique finale avec le 4Q obtenue en sommant les 4094 poses corrigées. On retrouve un résidu important au centre de l'image dû à l'araignée disymétrique du VLT, ainsi qu'un halo circulaire correspondant au  $\lambda/r_0$ , la taille des images si celles-ci n'étaient pas corrigées.

Enfin, la soustraction des quadrants opposés (Figure 7.9b) met en évidence un résidu de tip-tilt au centre de l'image. Le niveau moyen est beaucoup plus élevé ici que sur la Figure 7.3b.

la Figure 7.10a montre les variations du Strehl en fonction du temps. Alors que la Figure 7.10b présente la variation du maximum dans l'image coronographique. Il apparaît des sauts

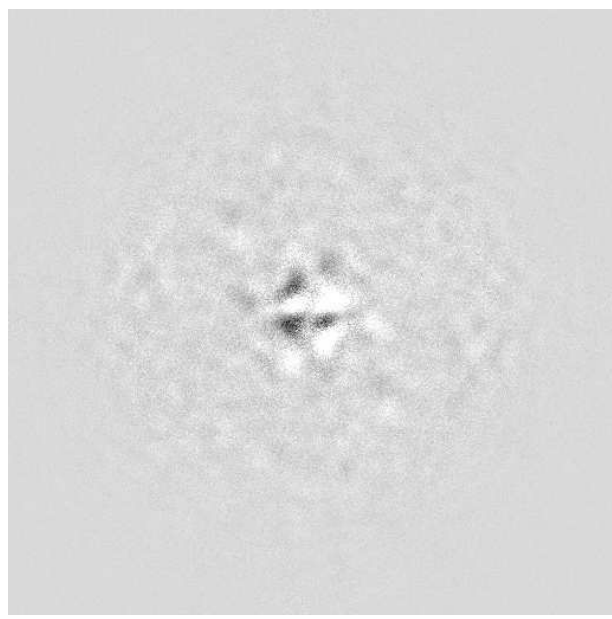
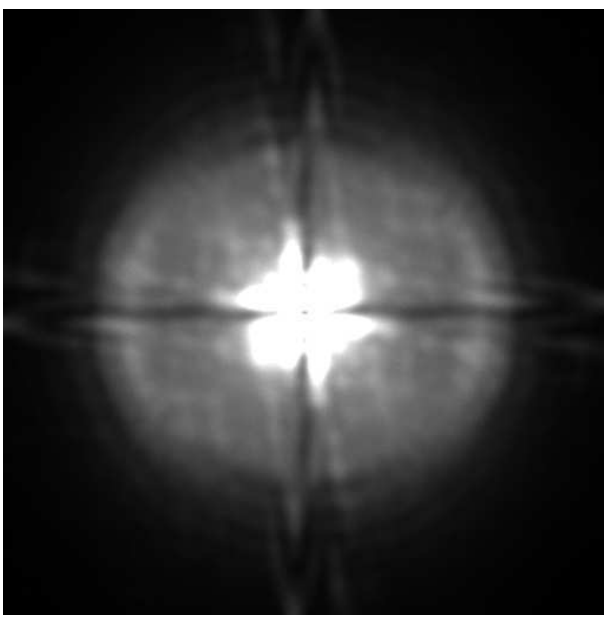


Figure 7.9: A gauche: Image obtenue les 4094 poses corrigées pas l'optique adaptative sommées en incluant le bruit de photon et le bruit de lecture du détecteur (ici  $15e^-$ ). On voit très bien l'effet de l'araignée disymétrique sur l'image. A droite: avec la soustraction des quadrants opposés. Les niveaux d'intensité sont identiques à la figure Figure 7.3. On peut remarquer qu'après la soustraction des quadrants, le centre de l'étoile n'est pas parfaitement soustrait.

sur le maximum de réjection dûs en grande partie par des écarts de tip et de tilt.

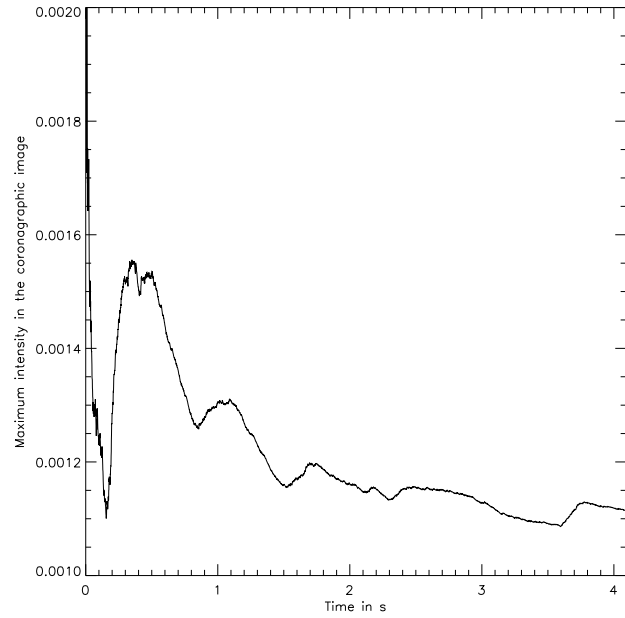
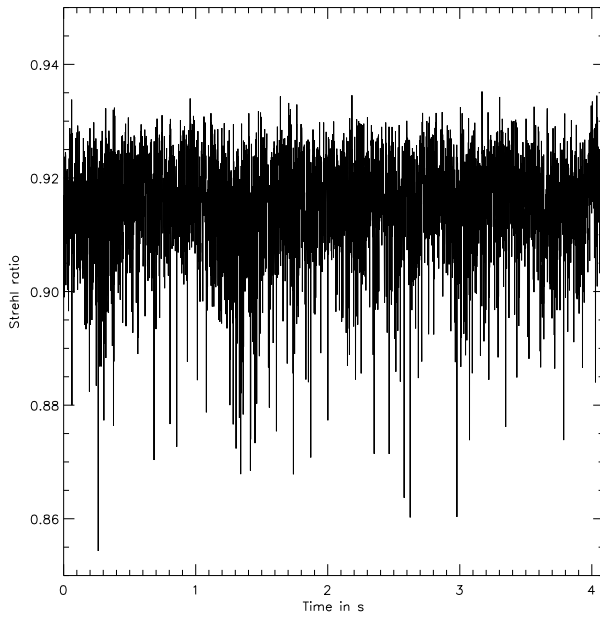


Figure 7.10: A gauche: Variation du Strehl ratio en fonction du temps. On trouve ici un strehl moyen de  $91.5\% \pm 1\% rms$ . A droite: Intensité maximum dans les images coronagraphiques en fonction du temps. Nous pouvons remarquer des ondulations dues à des sauts de tip-tilt.

Il est important de s'intéresser au taux de lissage des tavelures dans cette simulation. Nous avons ici 4094 poses différentes, chaque trame représente 1 ms de temps de pose. Dans les deux figures suivantes (Figure 7.11a, Figure 7.11b), nous montrons sur des profils moyennés azimuthalement l'effet du quatre quadrant. Nous remarquons que les résultats sont ici très proches de la simulation précédente avec la DSP mimant la turbulence atmosphérique corrigée par l'optique adaptative. Néanmoins, l'optique adaptative présente un résidu en basse fréquence un peu plus important que lors de la simulation précédente d'où le renforcement des pics maximum résiduels au centre de l'image (voir pour comparaison la Figure 7.11a et la Figure 7.5a).

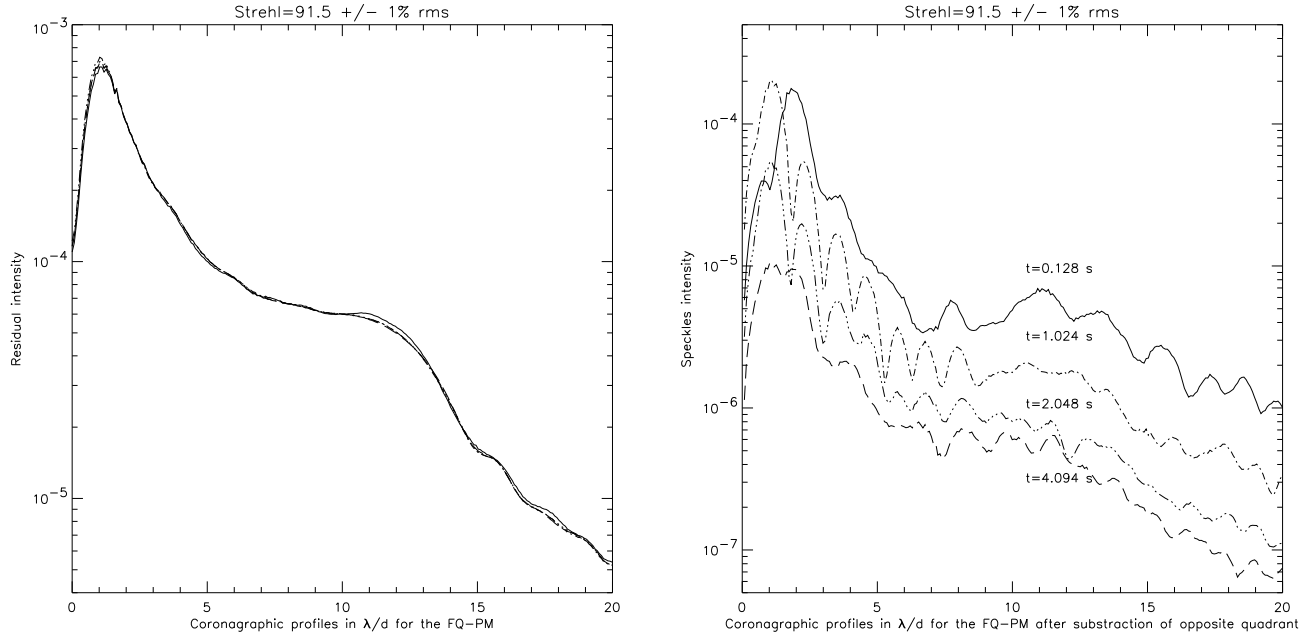


Figure 7.11: A gauche: Intensité résiduelle sans soustraction des quadrants pour un Strehl moyen de 91% pour le 4Q. A droite: nous montrons l'effet de la soustraction des quadrants opposés. De haut en bas pour  $t=0.128s$  à  $t=4.094s$ .

Une comparaison plus fine de ces résultats par rapport à la première simulation donne les différences suivantes :

- taux de réjection moins important (facteur  $\approx 4$  sur le maximum)
- résidus de basses fréquences plus importants
- ici entre 5 et 12  $\lambda/D$  on a un plateau où le niveau évolue lentement
- évolution plus lente globalement du lissage due à la corrélation des poses

Après ce premier résultat, intéressons-nous à la variation temporelle des tavelures. Cela nous donnera en première approximation la fonction de lissage des tavelures en fonction du temps en supposant qu'il n'y aura pas de variations importantes de Strehl par exemple, ou que l'optique adaptative est suffisamment stable. La Figure 7.12a présente la variance du résidu en fonction du temps pour le 4Q. Ce sont toutes des moyennes azimuthales. La Figure 7.12b donne la variance temporelle après la soustraction des quadrants. Ces courbes sont calculées de la façon suivante:

par exemple pour la courbe 0.512s, on soustrait l'image coronagraphique de 512 poses et on soustrait celle de 256 poses. On calcule ensuite la variance. Cela permet donc de voir la variation du lissage des tavelures en fonction du temps.

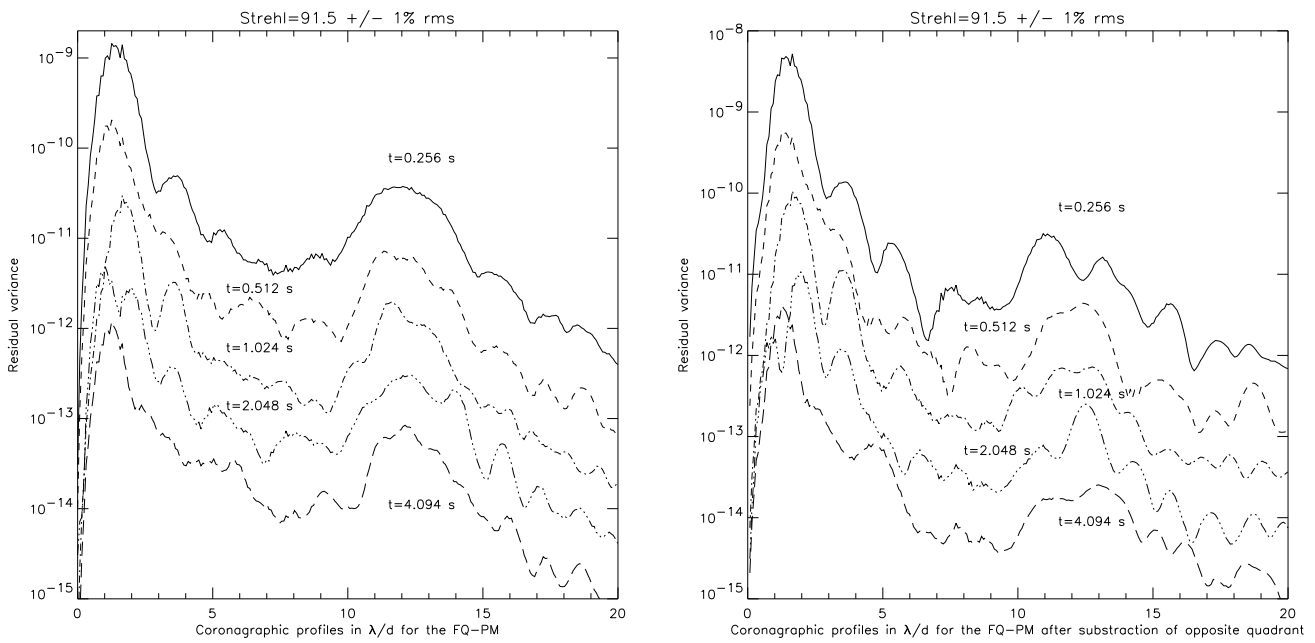


Figure 7.12: A gauche: variance résiduelle sans soustraction des quadrants pour un Strehl moyen de 91% pour le 4Q. A droite: variance résiduelle avec la soustraction des quadrants. De haut en bas pour  $t=0.128$ s à  $t=4.094$ s. La variance résiduelle est légèrement augmentée d'un facteur  $\sqrt{2}$  après la soustraction des quadrants.

## 7.4.2 Les résultats pour le CIA

Je vais m'intéresser maintenant à l'action d'une turbulence corrigée par l'optique adaptative pour le Coronographe Interfero-Achromatique. Cela va nous permettre de comparer les performances entre ce type de coronographe, qui a l'avantage comme son nom l'indique d'avoir un déphasage de  $\pi$  parfaitement achromatique et le 4 quadrants qui lui devra être achromatisé sur la bande passante d'utilisation. Le CIA a obtenu des premiers résultats sur le banc BOA de L'ONERA couplé au télescope de 152 de l'Observatoire de Haute-Provence (Baudoz P. 1999; Baudoz P. et al. 2000a; Baudoz P. et al. 2000b) lors d'une observation commune avec Anthony Boccaletti (celui-ci faisait de la "tavelure noire" (Boccaletti A. et al. 1998a; Boccaletti A. et al. 1998b)). Ensuite un CIA compact a été monté sur le CFHT.

Nous allons maintenant comparer trois cas: le CIA, le 4 quadrants et un concept hybride coronographique avec un 4 quadrants au plan focal du VLT suivi par un CIA au plan pupille (voir Figure 7.13a). Le résidu après le CIA donne sur le pic maximum  $2.10^{-3}$  environ (voir Figure 7.13b). Les deux coronographes sont complémentaires donc il était logique de les associer tous les deux. Dans ce type de configuration (le 4Q au plan image et un CIA au plan pupille après le diaphragme de Lyot), on trouve un gain de 2.5, ce qui est faible. Ce concept hybride ne semble pas donner des résultats probants. Il semble donc à la vue de ces simulations que le concept est peu intéressant pour augmenter le taux de réjection.

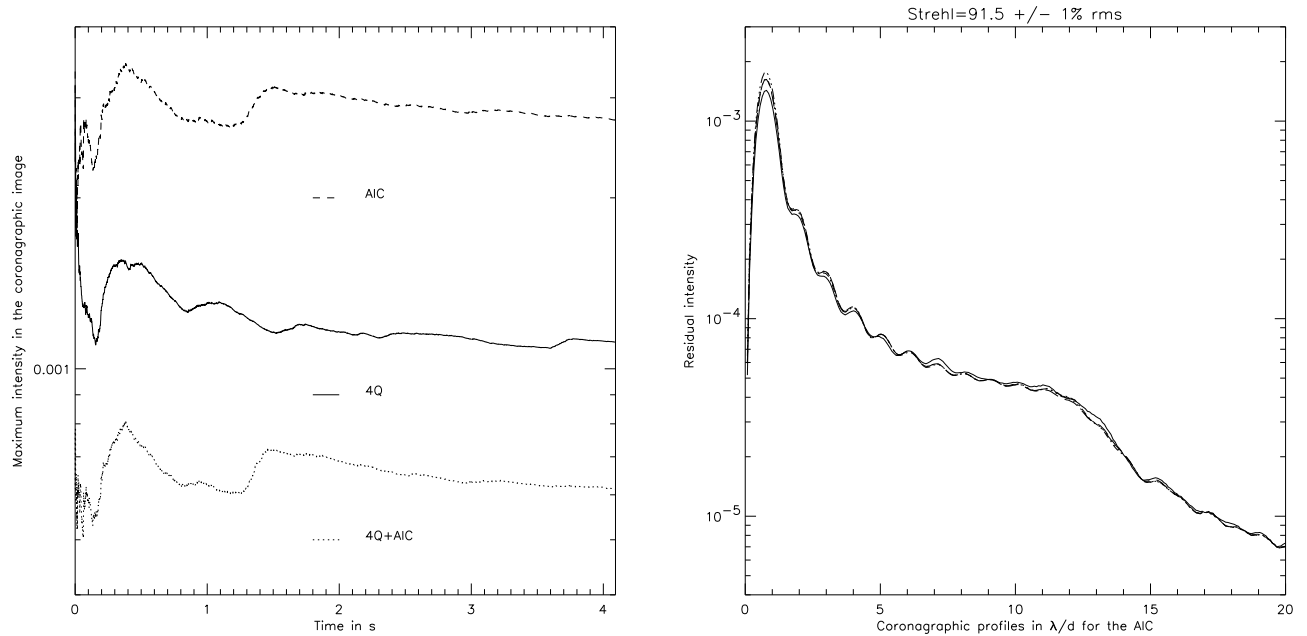


Figure 7.13: A gauche: Intensité maximum dans les images coronagraphiques en fonction du temps pour trois types de configuration: en haut le CIA, au centre le 4Q, et enfin un CIA derrière un 4Q. A droite: nous montrons le profil moyen de l'intensité résiduelle pour le CIA, pour un Strehl moyen de 91%

Le CIA est plus sensible au résidus de tip-tilt que le 4Q, c'est pour cela que le maximum de l'intensité résiduelle est plus important d'un facteur 2.5 après lissage des tavelures par l'optique adaptative. Cela a donc pour effet de saturer plus vite le détecteur, mais globalement les performances des deux coronagraphes pour des distances angulaires élevées sont très similaires. On pourra comparer le graphique ci-dessus avec la figure Figure 7.11a. Il faut néanmoins remarquer que l'on ne peut pas soustraire les quadrants opposés comme dans le cas du 4Q, sinon on provoquerait la soustraction des deux compagnons symétriques. Ce type de traitement constitue pour le 4Q un plus dont il faut tenir compte dans le comparatif des différents dispositifs coronagraphiques. Cette soustraction centro-symétrique est applicable uniquement si le compagnon est assez loin ( $> \lambda/D$ ) de l'étoile, sinon il est aussi affecté par le traitement. Maintenant nous allons voir la variance temporelle des tavelures pour le CIA (Figure 7.14a) ainsi que le rapport des variances entre le CIA et le 4Q (voir Figure 7.14b).

Pour des séparations angulaires inférieures à  $3\lambda/d$ , la variance résiduelle des tavelures pour le CIA est jusqu'à  $\approx 20$  plus importante que le 4Q (soit un rapport 4.5 sur l'intensité des tavelures résiduelles). Mais n'oublions pas que les courbes d'atténuation des deux coronagraphes sont très différentes. D'un côté avec le CIA nous avons une atténuation du compagnon du type  $\approx 1 - J_1(\theta)$  et pour le 4Q  $\approx 1 - \exp(-\theta^2)$  donc pour des objets très proches ( $< \lambda/d$ ) l'atténuation du CIA est moins forte que celle du 4Q.



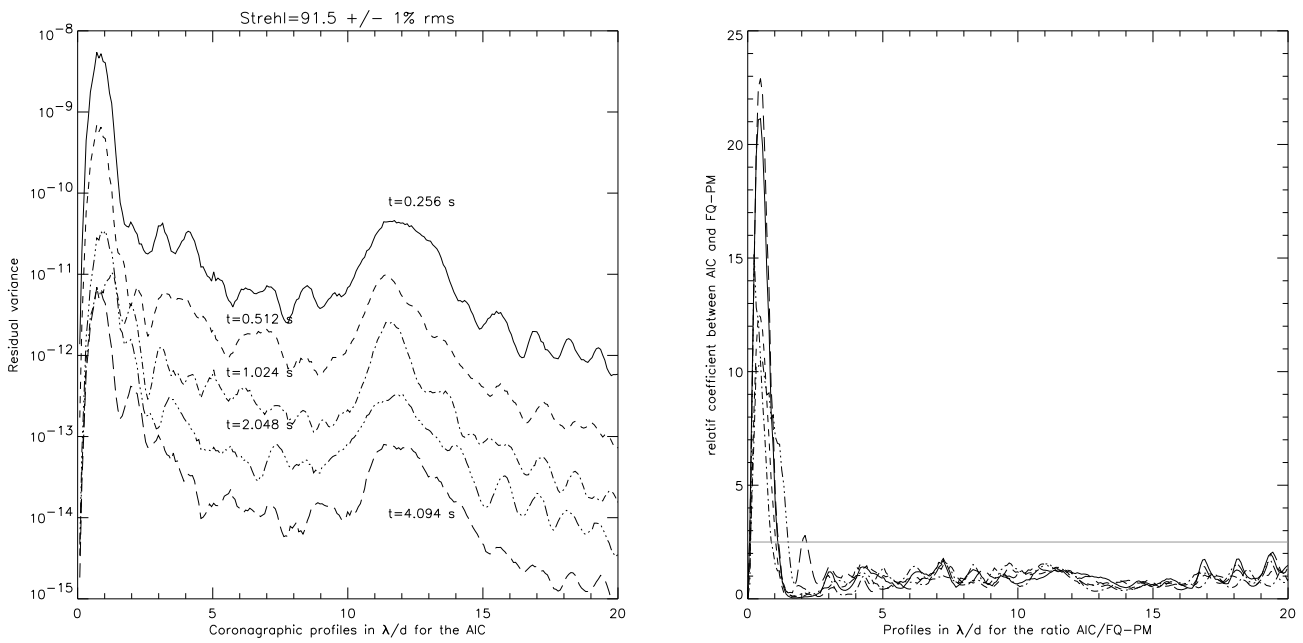


Figure 7.14: A gauche: variance résiduelle du profil coronagraphique pour le CIA. De haut en bas pour  $t=0.128s$  à  $t=4.094s$ . A droite, rapport des variances CIA sur le 4Q. La ligne grise correspond au coefficient 2.5 évoqué plus haut concernant le rapport CIA sur 4Q pour le maximum de l'intensité coronagraphique résiduelle.

Il apparaît donc que pour les objet très proches le CIA soit plus apte à la détection mais par contre pour des objets intermédiaires ( $1$  à  $2\lambda/d$ ) le 4Q présente des résidus de tavelures beaucoup moins intenses que le CIA, il permet donc une meilleur détection des compagnons dans ce domaine de séparation angulaire. Au delà, les deux coronographes sont parfaitement similaires.

## 7.5 Discussion

**Comparaison des deux simulations** Il est difficile d'extraire une conclusion complète, de tout ces résultats, mais néanmoins certain points importants apparaissent. Le choix du premier spectre de la turbulence (DSP) est discutable bien sûr, mais il est important de simuler le comportement des coronographes avec peu de paramètres libres ainsi qu'une variation de Strehl faible. Ainsi, cela permet d'avoir des résultats qui ne souffrent pas d'un biais dans la simulation numérique. L'ajout d'une couche ou du défilement de celle-ci avec le concept de Taylor ne change pas sensiblement les résultats sauf qu'il faut faire plus de poses pour obtenir le même lissage des tavelures que dans le cas présenté ici avec des poses complètement décorréées. Les résultats avec une simulation plus fine de l'optique adaptative donnent des facteurs de réjection légèrement plus faibles.

**Dimensionnement de l'optique adaptative** Concernant le couplage optique adaptative et coronapgraphe, c'est la correction des bas ordres qui est la plus importante pour le taux de réjection global du coronapgraphe. Il apparaît que l'amplitude résiduelle est plus élevée lors d'une simulation plus fine de l'optique adaptative avec les coefficients de Zernike que lors de la première simulation avec une simple DSP. Cela explique que la dernière simulation présente un taux de réjection moins important. Les problèmes de correction de l'optique adaptative à plus hautes fréquences ne vont pas changer sensiblement les performance du 4Q.

Par contre, elle apparaît plus important concernant le lissage des tavelures loin de l'axe. Il est intéressant de noter, que sur chaque pose, l'optique adaptative ne devrait pas avoir trop d'écart de correction pour ne pas saturer le détecteur dans le cas où une correction n'a pas suivi correctement une grande variation de Strehl. La correction du tip-tilt doit donc être comme cela ce fait déjà sur la majorité des télescopes au sol à plus haute fréquence que l'OA.

**Taux de réjection** Le calcul montre un facteur de réjection sur le maximum de l'ordre de 4000 avec une simple DSP et environ 1000 dans le cadre d'une simulation plus fine de l'optique adaptative pour le coronographe à 4 quadrants. La soustraction des quadrants comme premier traitement d'image augmente fortement la dynamique, à condition bien sûr que le compagnon recherché ne soit pas dans la tache d'Airy ( $\approx$  de  $< 0.5$  à  $1\lambda/d$ ) sinon la soustraction atténue aussi le compagnon. En contre partie, ce type de traitement augmente globalement la variance résiduelle dans les tavelures.

**Evolution du résidu des tavelures** Bien sûr ce contraste évoluera avec le nombre de poses et le temps d'exposition avec une variation en racine carrée pour ces deux paramètres (Racine R. et al. 1999). Un contraste de  $10^5$  semble donc possible vers 3 à 5  $\lambda/d$ . Pour obtenir des réjection plus importantes, d'autres types de traitements sont à faire pour gagner les facteurs qui nous manquent pour la détection d'exo-planètes. Comme la soustraction à échelle adaptée avec plusieurs bandes spectrales proches. Il est ainsi possible d'avoir un spectro-coronographe du type Courtès (Courtès G. 1995) pour avoir plusieurs images simultanées pour des bandes différentes. La soustraction des différentes images en tenant compte de la variation de la taille des images avec la longueur d'onde ainsi que l'intensité résiduelle permettra peut être de gagner un ordre de grandeur.

**Diffusion et tavelures fixes** Il faut aussi bien sûr tenir compte dans l'absolu de la lumière diffusée due aux erreurs de polissage des miroirs du VLT. Des informations concernant le télescope WYIN (3.5 m) extrapolé au VLT, montrent que cela peut entraîner un halo de l'ordre de  $3.10^{-5}$  fois l'intensité du pic central (estimation de Maud Langlois). Enfin, un point très important n'a néanmoins pas été pris en compte ici, c'est la présence de tavelures fixes qui dans la réalité contamine rapidement l'image coronographique. Actuellement, c'est la principale limite dans la détection au sol des compagnons faibles.

**Les possibilités de détection** Revenons aux buts de "Planet Finder", c'est à dire la détection de naines brunes et de planètes géantes chaudes autour des étoiles les plus proches. Au vu de ces premiers résultats et des différences de magnitudes données dans le chapitre sur NGST, la détection de naines brunes devrait être possible avec cet instrument. Pour la détection de planètes du type Jupiter en bandes J,H,K ou L, la différence de magnitude reste très élevée ( $\Delta m > 16$ ) et même avec un Strehl de 91% la détection sera difficile. Ainsi, il faut des séparations angulaires supérieures à  $5\lambda/d$  pour obtenir le contraste adéquat. Cet angle correspond à une planète à 1 UA autour d'une étoile à 3.5 pc ou d'une planète à 5 UA autour d'une étoile à 17.6 pc. Pour ce dernier cas, vu l'éloignement de la planète à son étoile, celle-ci devrait être froide et donc émettre préférentiellement autour des 10 et 20  $\mu m$ . La différence de magnitude en bande K atteint alors  $\Delta m > 22$ .



# Chapitre 8

## Conclusion et perspectives

Le travail de modélisation du coronographe à 4 Quadrants a permis dans un premier temps de bien mettre en évidence les limitations importantes d'un tel système coronographique. Comme pour tous les coronographes, les contraintes relatives à la qualité de la PSF restent très importantes, mais d'autres apparaissent comme le chromatisme de la phase. Par ailleurs les tests sur banc optique ont permis d'avoir un taux de réjection de près de 45000 sur le pic central. L'utilisation de simples lentilles en silice de qualité commerciale limitait le taux de réjection à près de  $10^6$  sur les tavelures résiduelles. Ce résultat a été obtenu en lumière monochromatique avec une diode laser accordable, le passage à une très large bande avec une lampe halogène sans filtre donne tout de même encore un taux de réjection de près de 50 sur le pic maximum, ce qui pour un composant aussi simple et monochromatique constitue déjà une performance appréciable. Par ailleurs il fut démontré ultérieurement que la limitation du taux d'atténuation était liée en partie à l'évolution du masque au cours du temps. La couche d'alumine étant poreuse, la longueur d'onde optimale de travail du masque change.

Rappelons que le 4Q agit sur la phase pour créer une interférence destructive sur une source centrée sur les quadrants. Ces performances sont donc dans le cas d'une bande passante large intrinsèquement limitées par le chromatisme du déphasage. Malgré cela, les résultats en laboratoire ainsi que les calculs démontrent qu'il est possible d'utiliser un composant monochromatique pour une instrumentation au sol en bande large. En effet dans ce cas le taux de réjection maximum est limité par la turbulence atmosphérique imparfaitement corrigée par les optiques adaptatives classiques (Canales V.F. & Cagigal M.P. 2000).

L'utilisation d'une optique adaptative à très haut Strehl comme ce qui est proposée pour "Planet Finder" permet d'améliorer notablement la qualité de l'image au foyer du télescope et d'abaisser cette limitation. Nous pouvons alors avoir recours à une achromatisation au premier ordre de la phase avec par exemple l'utilisation de simples lames quart-d'onde du commerce. Une solution existe dans ce cas pour utiliser le masque de phase entre 700 et 2500 nm sans être limité par son chromatisme.

Le développement d'un essai sur le ciel serait très important pour avoir une première expérience avec ce dispositif coronographique. Un groupe Allemand de l'Université Heidelberg a tenté de faire ce type d'essai sur le télescope de 3.5 m de Calar-Alto. Les résultats ne semblent pas convaincant, mais aucune information précise n'a encore été communiquée.

Une utilisation spatiale du 4Q peut faire appel à deux types de composants différents du point de vue de l'achromaticité:

- un coronographe monochromatique simple travaillant sur une bande passante étroite ( $R=10$ ) pour ne pas limiter les performances de réjection. C'est cette solution qui a été présentée pour le télescope NGST dans le cadre du projet MIRI. En effet, le NGST est un cas hybride, car c'est un télescope de 6 m de diamètre déployable composé par 36 hexagones. Il inclut donc un dispositif de cophasage actif de ses segments et se situe donc entre les télescopes au sol avec une optique adaptative et les télescopes spatiaux classiques monolithiques comme le HST. Ce concept de télescope entraîne donc des limitations sur la qualité de l'image (en infrarouge thermique à  $5\ \mu m$  par exemple, le rapport de Strehl sera de 92 à 98% au maximum). Les défauts chromatiques du masque simple à  $R=10$  auront un effet plus faible que ceux générés par le télescope.

- l'autre cas d'utilisation dans l'espace concerne des télescopes spécialisés qui seront dédiés à la détection planétaire et fourniront une qualité d'image quasi-parfaite. Dans ces conditions une achromatisation du masque de phase sera impérative.

Pour illustrer ce type d'utilisation, je prends comme exemple le projet DARWIN/TPF (date de lancement prévue après 2015). Le choix de l'architecture n'a pas encore été défini, mais deux types d'instruments se détachent dans les différents projets concurrentiels de l'ESA et de la NASA:

- L'utilisation d'un dispositif coronographique au sens large (apodiseur inclus) dans le visible (Nisenson P. & Papaliolios C. 2001) et le proche infrarouge sur un télescope spatial monopupille de grand diamètre ( $d > 4\text{ m}$ ) (Angel J.R.P et al. 1986; Woolf N. & Angel J.R.P 1998). Cette configuration requiert un taux de réjection total extrêmement important ( $\tau > 10^6$ ) et un niveau des tavelures résiduelles de l'ordre de  $10^{-9}$ , afin de détecter et de caractériser spectralement (Arnold L. et al. 2002) les planètes telluriques à ces longueurs d'onde. Il sera difficile d'atteindre de telles performances en statique et des projets comportant des optiques adaptatives avec plus de 10000 actuateurs (Malbet F. et al. 1995; Malbet F. 1996; Trauger J. et al. 1997; Trauger J. et al. 1998) ont donc été proposés.

- La seconde possibilité sera la détection et la caractérisation spectrale en infrarouge thermique (Léger A. et al. 1993; Selsis F. et al. 2002) avec un interféromètre spatial. Diverses méthodes pour annuler la lumière de l'étoile centrale ont été proposées.

- La première, l'interférométrie en opposition de phase semble être très intéressante si le dispositif contient peu de sous-ouvertures (2 à 4 typiquement) (Léger A. et al. 1996; Angel J.R.P & Woolf N.J. 1997).

- La seconde concerne un interféromètre imageur avec un coronographe (Boccaletti A. et al. 2000b; Riaud P. et al. 2002). Ce sera le système le plus efficace si celui-ci possède un grand nombre de sous-ouvertures.

Un point très important apparaît dans ce type d'architecture interférométrique et concerne le bruit de confusion. En effet, une source présente dans le champ de l'interféromètre ( $\lambda/d$  avec  $d$  diamètre de la sous-ouverture) donnera dans l'image finale un spectre, qui contribuera au bruit de fond parasite. Ce phénomène de repliement peut devenir très gênant pour la détection de corps aussi faibles que les planètes telluriques. Il semble que ce point n'ait pas encore été étudié en détail pour tous les systèmes interférométriques proposés jusqu'à maintenant. Cette étude reste donc à faire.

Dès 1999, le groupe du LISE, sous l'impulsion d'Antoine Labeyrie (Labeyrie A. 1999) a proposé le concept de l'interféromètre imageur avec un système coronographique pour l'atténuation du flux stellaire avec le coronographe de Roddier. Plus récemment, j'ai repris ce principe mais en utilisant le 4Q (Riaud P. et al. 2002). L'architecture présente l'avantage d'être plus simple optiquement et surtout d'être plus efficace par rapport au système interférométrique par opposition de phase. Il présente aussi une plus grande efficacité du fait de la recombinaison directe des sous-ouvertures par le procédé de densification pupillaire. Enfin on réduit le bruit de confusion, par le fait que le champ d'observation dévient plus important.

Ce type d'interféromètre doit posséder un grand nombre de sous-ouvertures de petite taille, donc la complexité devient importante du point de vu métrologique. Concernant un tel instrument, il n'est pas simple de donner une estimation de coût car aucune étude sérieuse n'a été entreprise pour ce type de dispositif. Le nombre élevé des satellites ne doit cependant pas faire reculer les concepteurs, en effet des séries de satellites ont déjà été construit auparavant. Des points spécifiques restent à étudier, comme par exemple l'optimisation des protections thermiques des satellites pour éviter de possibles couplages entre eux. Il faut rappeler que le bruit thermique dû aux sous-ouvertures devient plus important que le bruit zodiacal au-delà de  $15\ \mu m$ . Un autre sujet d'étude concerne l'optique active pour le cophasage des sous-ouvertures. Vis à vis de la pupille densifiée, les études sur l'optique adaptative des télescopes segmentés au sol peuvent être directement utilisables.

Pour tous ces projets, de nombreuses équipes dans le monde entier sont actuellement à pied d'oeuvre pour réussir la détection de la première lumière exo-planétaire.



# Bibliographie

- Abe L., Vakili F., & Boccaletti A. 2001, “The achromatic phase knife coronagraph”, *Astronomy & Astrophysics* **374**, 1161-1168
- Aime C., Soummer R., & Lopez B. 2001, “Stellar coronagraphy with a redundant array of telescopes in space: The multiple mask coronagraph”, *Astronomy & Astrophysics* **370**, 680-688
- Aime C., Soummer R., & Ferrari A. 2001, “Interferometric apodization of rectangular apertures: Application to stellar coronagraphy”, *Astronomy & Astrophysics* **379**, 697-707
- Aime C., Soummer R., & Ferrari A., 2002, “Total coronagraphic extinction of rectangular apertures using linear prolate apodization”, *Astronomy & Astrophysics* **389**, 334-344
- Allard F. 1998, “Model Atmospheres : Brown Dwarfs from the Stellar Perspective”, in *ASP conf. series "Brown Dwarfs and Extrasolar Planets"* **vol.134**, pp. 370-382 , Rebolo R., Martin E. and Zapatero Osorio M.R. Eds., Puerto de la Cruz, Tenerife
- Allen C.W. 1973, “Astrophysical quantities” *3<sup>rd</sup> edition*, the athlone press
- Angel J.R.P, Cheng A.Y.S. & Woolf N.J. 1986, “A space telescope for IR spectroscopy of Earth-like planets”, *Nature* **322**, 341-343
- Angel J.R.P. & Woolf N.J. 1997, “An imaging nulling interferometer to study extrasolar planets”, *Astrophysical Journal* **475**, 373-379
- Arendt R.G., Odegard N., Weiland J.L., Sodroski T.J., Hauser M.G., Dwek E., Kelsall T., Moseley S.H., Silverberg R. F., Leisawitz D., Mitchell K., Reach W.T., Wright E.L. 1998, “The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. III. Separation of Galactic Emission from the Infrared Sky Brightness”, *Astrophysical Journal* **508**, 74-105
- Arnold L., Gillet S., Lardière O., Riaud P., & Schneider J., 2002, “A test for the search for life on extrasolar planet - looking for the terrestrial vegetation signature in the Earthshine spectrum.”, *Astronomy & Astrophysics* **392**, 231-238
- Augereau J-C., Lagrange A-M., Mouillet D., & Ménard F., 2001, “HST/NICMOS2 coronagraphic observations of the circumstellar environment of three old PMS stars: HD 100546, SAO 206462, and MWC 480”, *Astronomy & Astrophysics* **365**, 78-89
- Baldwin J.E., Haniff C.A., Mackay C.D., & Warner P.J., 1986, “Closure phase in high-resolution optical imaging”, *Nature* **320**, 595-597
- Baldwin J.E., Beckett M.G., Boysen R.C., Burns D., Buscher D.F., Cox G.C., Haniff C.A., Mackay C.D., Nightingale N.S, Rogers J., Scheuer P.A.G., Scott T.R., Tuthill P.G., Warner P.J., Wilson D.M.A, & Wilson R.W., 1996, “The first images from an optical aperture synthesis array: mapping of Capella with COAST at two epochs”, *Astronomy & Astrophysics* **306**, L13-L16
- Baudoz P. 1999, “Coronagraphe Interférentiel Achromatique”, Thèse université de Nice
- Baudoz P., Rabbia Y., & Gay J. 2000, “Achromatic interfero coronagraphy I”, *Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser.* **141**, 319-329
- Baudoz P., Rabbia Y., Gay J., Burg R., Petro L., Bely P., Fleury B., Madec P-Y, & Charbonnier F., 2000, “Achromatic interfero coronagraphy II”, *Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser.* **145**, 341-350



- Boccaletti A., Ragazzoni R. & Labeyrie A. 1998, "Preliminary results of dark-speckle stellar coronagraphy" *Astronomy & Astrophysics* **338**, 106-110
- Boccaletti A., Moutou C., Labeyrie A., Kohler D. & Vakili F. 1998, "Present performance of the dark-speckle coronagraph" *Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser.* **133**, 395-402
- Boccaletti A., Moutou C., Abe L., 2000, "Refined laboratory simulations of dark-speckle coronagraphy", *Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser.* **141**, 157-164
- Boccaletti A., Riaud P., Moutou C. & Labeyrie A. 2000, "Snapshot coronagraphy with an interferometer in space", *Icarus*, **145** Vol **2**, 628-636
- Boccaletti A., Riaud P., & Rouan D., 2002, "Speckle Symmetry with High-Contrast Coronagraphs", *Publication of the Astronomical Society of the Pacific* **114**, 132-136
- Boulanger F. & Péroult M. 1988, "Diffuse infrared emission from the galaxy. I Solar Neighborhood", *Astrophysical Journal* **330**, 964-985
- Bracewell R.N. 1978, "Detecting Non Solar Planets by Spinning Infrared Interferometer", *Nature* **274**, 780-781
- Bracewell R.N. & McPhie R.H. 1979, "Searching for Nonsolar Planets", *Icarus* **38**, 136-147
- Brown R.A. & Burrows C.J. 1990, "On the feasibility of detecting extrasolar planets by reflected starlight using the Hubble Space Telescope", *Icarus* **87**, 484-497
- Burrows A., Marley M., Hubbard W.B., Lunine J.I., Guillot T., Saumon D., Freedman R., Sudarsky D., & Sharp C. 1997, "A Nongray Theory of Extrasolar Giant Planets and Brown Dwarfs", *Astrophysical Journal* **491**, 856-875
- Burrows A., Sudarsky D., Sharp C. Marley M.S. Hubbard W.B. Lunine J.I. Guillot T., Saumon D., & Freedman R. 1998, "Advances in the Theory of Brown Dwarfs and Extrasolar Giant Planets", in *ASP conf. series "Brown Dwarfs and Extrasolar Planets"* vol.**134**, pp. 354-369, Rebolo R., Martin E. and Zapatero Osorio M.R. Eds., Puerto de la Cruz, Tenerife
- Butler R.P. & Marcy G.W. 1996, "A Planet Orbiting 47 Ursae Majoris", *Astrophysical Journal* **464**, 153-156
- Butler R.P., Tinney C.G., Marcy G.W., Jones H.R.A., Penny A.J., & Apps K. 2001, "Two new planets from the Anglo-Australian planet search", *Astrophysical Journal* **555**, 410-417
- Canales V.F. & Cagigal M.P. 2000, "Gain estimate for exoplanet detection with adaptive optics", *Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser.* **145**, 445-449
- Charbonneau D., Brown T.M., Latham D.W, Mayor M., 2000, "detection of Planetary Transits across a Sun-like star", 2000,, *Astrophysical Journal* **529**, L45-L48
- Courtès G. 1995, "Basic principles in spectro-imaging. Foreword on Marseilles Observatory - 3D spectroscopic methods", *ASP conf. series "3D Optical Spectroscopic Methods in Astronomy"* vol. **71**, pp. 1-11, Comte G., Marcellin M. Eds.
- Dwek E. & Arendt R.G. 1998, "A Tentative Detection of the Cosmic Infrared Background at 3.5  $\mu$ m from COBE/DIRBE Observations", *Astrophysical Journal* **508**, L9-L12
- Dwek E., Arendt R.G., Hauser M.G., Fixsen D., Kelsall T., Leisawitz D., Pei Y.C., Wright E.L., Mather J.C., Moseley S.H., Odegard N., Shafer R., Silverberg R.F., Weiland J.L. 1998, "The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. IV. Cosmological Implications", *Astrophysical Journal* **508**, 106-122
- Encrenaz T. 1999, "The planet Jupiter" *The Astronomy & Astrophysics Rev* Vol. **9**, 171-219
- ESA 1997, "The Hipparcos and Tycho Catalogue" *ESA*, **SP-1200**
- Fizeau H., 1868, "Prix Bordin: Rapport sur le concours de l'année 1867", *CR. Acad. Sci. Paris, t.* **68**, p. 932-934

- Gay J. & Rabbia Y. 1996 “Principe d’un coronographe interferentiel” *CR. Acad. Sci. Paris*, t. **332**, Serie II b, p. 265-271
- Gezari D.Y., Labeyrie A., & Stachnik R.V., 1972, “Speckle Interferometry: Diffraction-Limited Measurements of Nine Stars with the 200-INCH Telescope.”, *Astrophysical Journal* **173**, L1-L5
- Gillet S., Boccaletti A., Riaud P., Arnold L., Lardière O. & Labeyrie A., 2001, “Hypertelescopes for direct imaging and coronagraphy”, *CR. Acad. Sci. Paris*, t. **2**, Serie IV , p. 27-33
- Gillet S., Riaud P., Lardière O., Dejonghe J., Schmitt J., Arnold L., Boccaletti A., Horville D., & A. Labeyrie, 2002, “Imaging capabilities of hypertelescopes with a pair of micro-lens arrays.”, soumis à *Astronomy & Astrophysics*
- Guyon O. Roddier C., Graves J.E, Roddier F., Cuevas S., Espejo C., Gonzalez S., Martinez A., Bisiacchi G., & Vuntesmeri V. 1999 “The Nulling Stellar Coronagraph: Laboratory Tests and Performance Evaluation”, *Publication of the Astronomical Society of the Pacific* **111**, 1321-1330
- Guyon O. & Roddier F. 2002, “A nulling wide field imager for exoplanets detection and general astrophysics”, *Astronomy & Astrophysics* **391**, 379-395
- Haniff C.A., Mackay C.D., Titterton D.J., Sivia D., Baldwin J.E., & Warner P.J., 1987, “The first images from optical aperture synthesis”, *Nature* **328**, 694-696
- Jorissen A., Mayor M., & Udry S. 2001, “The distribution of exoplanet masses”, *Astronomy & Astrophysics* **379**, 992-998
- Kelsall T., Weiland J.L., Franz B.A., Reach W.T., Arendt R.G., Dwek E., Freudenreich H.T., Hauser M.G., Moseley S.H., Odegard N.P., Silverberg R.F., & Wright E.L. 1998, “The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. II. Model of the Interplanetary Dust Cloud”, *Astrophysical Journal* **508**, 44-73
- Koechlin L. 1985, “Stellar interferometry in space - Fringe detection”, *J Opt* **16**, 269-276
- Kolmogorov A.N. 1941, “Dissipation of energy in locally isotropic turbulence”, *Doklady Akad. Nauk. SSSR* **32**, 16
- Kuhn J.R. & Hawley S.L. 1999, “Some Astronomical Performance Advantages of Off-Axis Telescopes ”, *Publication of the Astronomical Society of the Pacific* **111**, 601-620
- Kuhn J.R., Moretto G., Racine R., Roddier F. & Coulter R. 2001 “Concepts for a Large-aperture, High Dynamique Range Telescope”, *Publication of the Astronomical Society of the Pacific* **113**, 1486-1510
- Labeyrie A. 1970, ”Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star Images”, *Astronomy & Astrophysics* **6**, 85-87
- Labeyrie A., Bonneau D., Stachnik R.V., & Gezari D.Y., 1974, “Speckle Interferometry. III. High-Resolution Measurements of Twelve Close Binary Systems”, *Astrophysical Journal* **194**, L147-L151
- Labeyrie A., 1975, “Interference fringes obtained on VEGA with two optical telescopes.”, *Astrophysical Journal* **196**, L71-L75
- Labeyrie A., Koechlin L., Bonneau D., Blazit A., & Foy R., 1977, “Strong TiO-related variations in the diameters of Mira and R Leonis.”, *Astrophysical Journal* **218**, L75-L78
- Labeyrie A., 1978, “Stellar interferometry methods.”, *Ann. Rev. Astronomy & Astrophysics* **16**, 77-102

- Labeyrie A., Schumacher G., Dugue M., Thom C., & Bourlon P., 1986, “Fringes obtained with the large ‘boules’ interferometer at CERGA.”, *Astronomy & Astrophysics* **162**, L359-L364
- Labeyrie A. 1996, “Resolved imaging of extra-solar planets with future 10-100km optical interferometric array”, *Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser.*, **118**, 517-524
- Labeyrie A. 1999, “Direct Searches: Imaging, Dark-Speckle and Coronagraphy”, in Cargèse summer school “Planets Outside the Solar System: Theory and Observations”, J.M. Mariotti and D. Alloin Eds., *NATO ASI vol.* **532**, 261-279
- Lane R.G., Glindemann A. and Dainty J.C. 1992, “Simulation of a Kolmogorov phase screen”, *Waves in Random Media* **2**, 209-224
- Leinert Ch., Bowyer S., Haikala L.K., Hanner M.S., Hauser M.G., Levasseur-Regourd A.-Ch, Mann I., Mattila K., Reach W.T., Schlosser W., Staude H.J., Toller G.N., Weiland J.L., Weinberg J.L., & Witt A.N. 1997 “The 1997 reference of diffuse night sky brightness”, *Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser.*, **127**, 1-99
- Léger A., Pirre M. & Marceau F.J. 1993, “Search for primitive life on a distant planet : relevance of O<sub>2</sub> and O<sub>3</sub> detection”, *Astronomy & Astrophysics* **277**, 309-313
- Léger A., Mariotti J.M., Mennesson B., Ollivier M., Puget J.L, Rouan D., & Schneider J. 1996, “Could We Search for Primitive Life on Extrasolar Planets in the Near Future?”, *Icarus* **123**, 249-255
- Lyot B. 1939, “A study of the solar corona and prominences without eclipses” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **99**, 580-594
- Malbet F., Yu J.W. and Shao M. 1995, “High-Dynamic-Range Imaging Using a Deformable Mirror for Space Coronagraphy”, *Publication of the Astronomical Society of the Pacific* **107**, 386-398
- Malbet F. 1996, “High angular resolution coronagraphy for adaptive optics ”, *Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser.* **115**, 161-174
- Mariotti, J.-M., Coudé Du Foresto V., Perrin G., Zhao P., & Lena P., 1996, “Interferometric connection of large ground-based telescopes.”, *Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser.* **116**, 381-393
- Mawet D., Moreau V., Rouan D., & Surdej J. 2002, “Achromatic four quadrants phase mask coronagraph using the dispersion of form birefringence”, in “Enabling Technology for High-Contrast Imaging”, Proc. *SPIE* **4860-30**
- Mayor M. & Queloz D. 1995, “A Jupiter Mass Companion to a Solar-Type Star”, *Nature* **378**, 355-359
- Michelson A.A. & Pease F.G., 1921, “Measurement of the diameter of  $\alpha$  Orionis with the Interferometer”, *Astronomical Journal* **53**, 249-259
- Mieremet A.L., Braat J., Bokhove H., & Ravel K., 1999, “Achromatic phase shifting using ajustable dispersive elements” , *Proc. SPIE* **4006**, 1035-1041
- Mourard D., Tallon-Bosc I., Blazit A., Bonneau D., Merlin G., Morand F., Vakili F., & Labeyrie A., 1994, “The GI2T interferometer on Plateau de Calern.”, *Astronomy & Astrophysics* **283**, 705-713
- Mourard D., Tallon-Bosc I., Rigal F., Vakili F., Bonneau D., Morand F., & Stee P., 1994, “Estimation of visibility amplitude by optical long-baseline Michelson interferometry with large apertures.”, *Astronomy & Astrophysics* **288**, 675-682
- Mourard, D., Bonneau D., Koechlin L., Labeyrie A., Morand F., Stee P., Tallon-Bosc I., & Vakili F., 1997, “The mean angular diameter of  $\delta$  Cephei measured by optical long-baseline interferometry.”, *Astronomy & Astrophysics* **317**, 789-792

- Mouillet D., Larwood J.D., Papaloizou J.C.B. & Lagrange A.M. 1997, “A planet on an inclined orbit as an explanation of the warp in the Beta Pictoris disc”, *Mont. Not. Royal Astron. Soc.* **292**, 896-904
- Nisenson P. & Papaliolios C. 2001, “Detection of Earth-like Planets Using Apodized Telescopes”, *Astrophysical Journal* **548**, L201-L205
- Noll R.J. 1976, “Zernike polynomials and atmospheric turbulence”, *Journal of Optical Society of America* **66**, 207-211
- Pedretti E. & Labeyrie A. 1999, “A hierarchical phasing algorithm for multi-element optical interferometers”, *Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser.* **137**, 543-551
- Pedretti E., Labeyrie A., Arnold L., Thureau N., Lardière O., Boccaletti A. & Riaud P. 2000, “First images on the sky from a hyper telescope”, *Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser.* **147**, 285-290
- Perrin G., 1997, “Correction of the “piston effect” in optical astronomical interferometry. I. Modulus and phase gradient of the visibility function restoration.”, *Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser.* **121**, 553-568
- Queloz D., Eggenberger A., Mayor M., Perrier C., Beuzit J.L., Naef D., Sivan J.P., & Udry S., 2000, “detection of a spectroscopic transit by the planet orbiting the star HD209458”, *Astronomy & Astrophysics* **359**, L13-L17
- Racine R., Walker G., Nadeau D., Doyon R., & Marois C. 1999, “Speckle noise and the Detection of Faint Companions”, *Publication of the Astronomical Society of the Pacific* **111**, 587-594
- Riaud P., Boccaletti A., Rouan D., Lemarquis F., & Labeyrie A. 2001, “The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. II. simulations”, *Publication of the Astronomical Society of the Pacific* **113**, 1145-1154
- Riaud P., Boccaletti A., Gillet S., Schneider J., Labeyrie A., Arnold L., Baudrand J., Lardière O., Dejonghe J. & Borkowski V., 2002 “Coronagraphic search for extra-terrestrial planets with a hypertelescope: I In the Thermal IR”, *Astronomy & Astrophysics* **396**, 345-352 + annexe
- Roddier F., Gilli J.M. & Lung G. 1982, “On the origin of speckle boiling and its effects in stellar speckle interferometry”, *Journal of Optics* **13**, 263-271
- Roddier F. 1987, “The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy”, *Progress in Optics* **19**, 281-376
- Roddier N. 1990, “Atmospheric wavefront simulation and Zernike polynomials”, in Advanced Technology and Optical Telescope IV, Proc. *SPIE* **1237**, Tucson
- Roddier F. & Roddier C. 1997, “Stellar coronagraph with phase mask”, *Publication of the Astronomical Society of the Pacific*, **109**, 815-820
- Roddier F. & Ridgway S.T., 1999, “Filling Factor and Signal-to-Noise Ratios in Optical Interferometric Arrays.”, *Publication of the Astronomical Society of the Pacific* **111**, 990-996
- Rouan D., Riaud P., Boccaletti A., Clénet Y. & Labeyrie A. 2000, “The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle”, *Publication of the Astronomical Society of the Pacific* **112**, 1479-1486
- Rousset G., Fontanella J.C., Kern P., Gigan P. & Rigaut F. 1990, “First diffraction limited astronomical images with adaptive optics”, *Astronomy & Astrophysics* **230**, L29-L32
- Rousset G., Lacombe F., Puget P., et al. 1998, “ Design of the Nasmyth adaptive optics system (NAOS) of the VLT”, in “Adaptive optical system technologies”, Bonaccini D. & Tyson R.K. Eds., Proc. *SPIE* **3353**, 508-516

- Santos N.C., Mayor M., Naef D., Pepe F., Queloz D., Udry S., Burnet M. & Revaz Y. 2000, "The CORALIE survey for Southern extra-solar planets III. A giant planet in orbit around HD 192263", *Astronomy & Astrophysics* **356**, 599-602
- Santos N.C., Mayor M., Naef D., Pepe F., Queloz D., Udry S., & Blecha A. 2000, "The CORALIE survey for Southern extra-solar planets IV. Intrinsic stellar limitations to planet searches with radial-velocity techniques", *Astronomy & Astrophysics* **361**, 265-272
- Santos N.C., Israelian G., & Mayor M. 2001, "The metal-rich nature of stars with planets", *Astronomy & Astrophysics* **373**, 1019-1031
- Santos N.C., Mayor M., Naef D., Pepe F., Queloz D., Udry S., & Burnet M. 2000, "The CORALIE survey for Southern extra-solar planets VI. New Long period giant planets around HD 28185 and HD 213240", *Astronomy & Astrophysics* **379**, 999-1004
- Schneider J., Baglin A., Auvergne M., Michel E., Rouan D., Appourchoux T., Barge P., Deleuil M., Vuillemin A., Catala C. Garrido R., Leger S.A. & Weiss W. 1998, "The COROT mission: from structure of stars to origin of planetary systems", in Schull M. et al. Eds., *NASA Origins Conf.*, 298-303
- Schneider J. 1999, "The study of extrasolar planets: methods of detection, first discoveries and future perspective", *C.R. Acad. Sci. Paris*, t. 327, Serie IIb, 621-634
- Selsis F., Despois D., & Parisot J-P, 2002, "Signature of life on exoplanets: Can Darwin produce false positive detection?", *Astronomy & Astrophysics* **388**, 985-1003
- Shack R.V. & Platt B.C. 1971, "Production and use of a lenticular Hartmann screen", *Journal of Optical Society of America* **61**, 656
- Stéphan E., 1874, "Sur l'extrême petitesse du diamètre apparent des étoiles fixes", *CR. Acad. Sci. Paris*, t. **78**, p. 1008-1012
- Sudarsky D. Burrows A., Pinto P., 2000 "Albedo and Reflection Spectra of Extrasolar Giant Planets", *Astrophysical Journal* **538**, 885-903
- Traub W.A, 1986, "Combining beams from separated telescopes", *Applied optics* **Vol. 25 No.4**, 528-532
- Trauger J., Beichman C., Djorgovski et al. 1997, "High Contrast Origins *Science* Strategies for NGST", proposal in response to NRA 98-GSFC-1
- Trauger J., Beichman C., Djorgovski et al. 1998, "Strategies for High-Contrast Imaging with NGST", *Bulletin American Astronomical Society* **30**, 1297
- Udry S., Mayor M., Naef D., Pepe F., Queloz D., Santos N.C., Burnet M., Confinio B., & Melo C. 2000, "The CORALIE survey for Southern extra-solar planets II. The short-period planetary companions to HD 75289 and HD 130322", *Astronomy & Astrophysics* **356**, 599-602
- Windt D.L., 1998, "IMD - Software for modelling the optical properties of multilayer films.", *Computers in Physics*, **12**, 360-370 .
- Wolszczan A. & Frail D. 1992, "A Planetary System around the Millisecond Pulsar PSR 1257+12", *Nature* **355**, 145-147
- Woolf N. & Angel J.R.P 1998, "Astronomical searches for Earth-like planets and signs of life", *Annual Review of Astronomy & Astrophysics* **36**, 507-538
- Ziad A., Borgnino J., Agabi A. & Martin F. 1992, "Estimation of the spatial-coherence inner scale of the wavefronts perturbed by the atmospheric turbulence from first order angle-of-arrival statistic" *J.Opt (Paris)*, **vol.23 No 4**, 131-142

# Annexe A

## Quelques considérations sur la turbulence atmosphérique

### A.1 Introduction

Je présente ici en annexe quelques considérations sur la turbulence atmosphérique. Pendant mes trois années de thèse, j'ai développé des programmes en IDL et en C (dans ce dernier cas utilisable avec IDL) de turbulence atmosphérique. Ce type de programme est assez classique, et consiste à créer des écrans de phase en plan pupille ayant les caractéristiques statistiques particulières. J'utilise alors cinq statistiques différentes que je vais détailler plus précisément ci-dessous :

- des écrans de phase du type Kolmogorov ((Kolmogorov A.N. 1941))
- des écrans de phase du type Von Karman ((Ziad A. et al. 1992))
- des écrans de phase du type Optique Adaptative (ex : VLT-PF)
- des écrans de phase pour le poli d'un miroir (ex : NGST)
- des écrans de phase fabriqué avec des polynômes de Zernike (ex : VLT-PF)

### A.2 Notion de DSP (Densité Spectrale de Puissance)

La façon classique de créer des écrans de phase est la suivante :

on utilise une DSP contenant la répartition des erreurs de phase en fonction de leurs fréquences (taille) que l'on convolve avec une distribution aléatoire de points ayant une statistique gaussienne. Ce type d'algorithme a été présenté par (Lane R.G. et al. 1992). Regardons maintenant plus en détail les différentes distributions fréquentielles des erreurs de phase.

#### A.2.1 Les DSP les plus employées en astronomie

**La DSP Kolmogorov** Pour ce type de turbulence, il n'y a qu'un seul paramètre : le paramètre de Fried  $r_0$ . Celui-ci correspond aux plus petites structures pouvant apparaître dans la turbulence. Ainsi un télescope au sol ayant un diamètre égal à  $r_0$  sera limité par la diffraction. Cela arrive parfois pour des télescopes d'amateur placé dans de bons sites astronomiques. La DSP prend alors la forme suivante :

$$DSP_k(f) = (0.0228.(2/r_0)^{5/3}.f^{-11/3})^{1/2} \quad (\text{A.1})$$

**La DSP Von Karman** Ce cas-ci est en fait le plus général, la turbulence est alors modélisée par trois paramètres différents:

Le  $r_0$  correspondant aux zones de turbulences distinctes.

Le  $l_0$  correspondant aux microstructures de la turbulence.

Enfin le  $L_0$ , ce dernier terme s'applique aux grandes zones de turbulence, où le régime peut changer brutalement.

$$DSP_{vk}(f) = \left( 0.0228.(2/r_0)^{5/3}.(1 + 2.9.(f.l_0)^{1/4} - 1.88.(f.l_0)^{3/20}).(\frac{1}{L_0^2} + f^2)^{-11/6}.e^{-2.37*f^2*l_0^2} \right)^{1/2} \quad (A.2)$$

**La DSP turbulence corrigée par une OA** L'utilisation d'une optique adaptative (Rousset G. et al. 1990; Rousset G. et al. 1998) permet une correction partielle des basses et moyennes fréquences jusqu'à la fréquence de coupure  $f_c$ . Celle-ci est définie de la façon suivante :

$$f_c = 1/(2.distance\ inter - actuators).$$

Les actionneurs ou actuateurs ne permettent pas de corriger des structures plus petites que  $1/f_c$ . Pour des fréquences plus importantes que  $f_c$  la turbulence garde alors la statistique de départ. Dans l'exemple ci-dessous de DSP, on a pris une turbulence de Kolmogorov (Kolmogorov A.N. 1941). Le taux de correction des basses fréquences dépend du type d'analyseur. Ainsi avec une analyse du front d'onde par un Shark-Hartmann (Shack R.V. & Platt B.C. 1971), la correction est en  $f^{-2}$ . Par contre, si l'analyseur est du type courbure de Roddier, la correction est en  $f^{-4}$ . Nous présenterons à la fin de cette annexe, qu'une approche de la turbulence par les polynômes de Zernike permet de faire une meilleure simulation des corrections d'une optique adaptative. En effet, on simule alors tout le système de l'analyseur d'images aux matrices d'actuateurs.

$$DSP_{OA}(f) = (f^{-2} + DSP_k(f_c)) \quad f < f_c \quad (A.3a)$$

$$DSP_{OA}(f) = DSP_k(f) \quad f > f_c \quad (A.3b)$$

**La DSP HST/NGST** Pour les simulations numériques sur des optiques spatiales, la turbulence atmosphérique n'agit plus, mais on doit tout de même tenir compte des défauts de polissage qui représentent une turbulence quasi-statique. Je parle ici de "quasi-statique" car dans l'espace les écarts de température entraînent généralement des déformations des composants optiques sur de longues périodes de l'ordre de 10 minutes, c'est la "respiration" du télescope. Donc pendant un temps de pose long, cette "respiration" crée une micro-turbulence. Cet effet est perceptible sur le HST. Cela a pour corollaire de lisser lentement les tavelures résiduelles.

$$DSP_s(f) = (A/(1 + (f/f_0)^3 + (f/f_1)^6))^{1/2} \quad (A.4)$$

Les deux paramètres  $f_0$  et  $f_1$  correspondent à des fréquences caractéristiques dépendant de l'outil de polissage.

### A.2.2 Quelques exemples numériques

Ici je montre les quatre statistiques de défaut de phase.

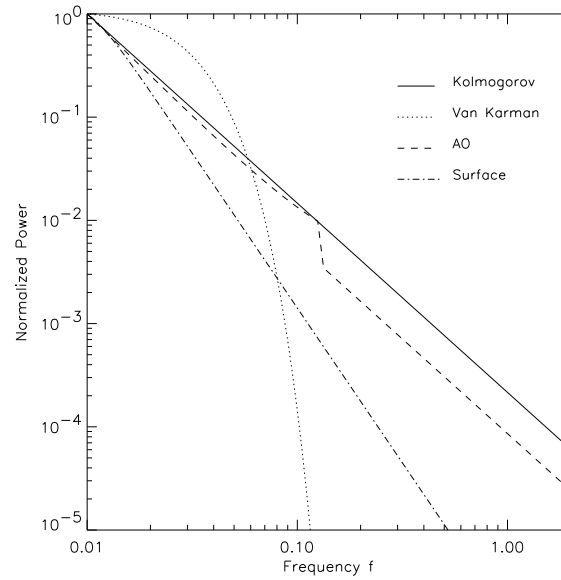


Figure A.1: Graphique montrant les quatre DSP. En abscisse la fréquence, en ordonnée la puissance normalisée à 1 pour toutes les DSP.

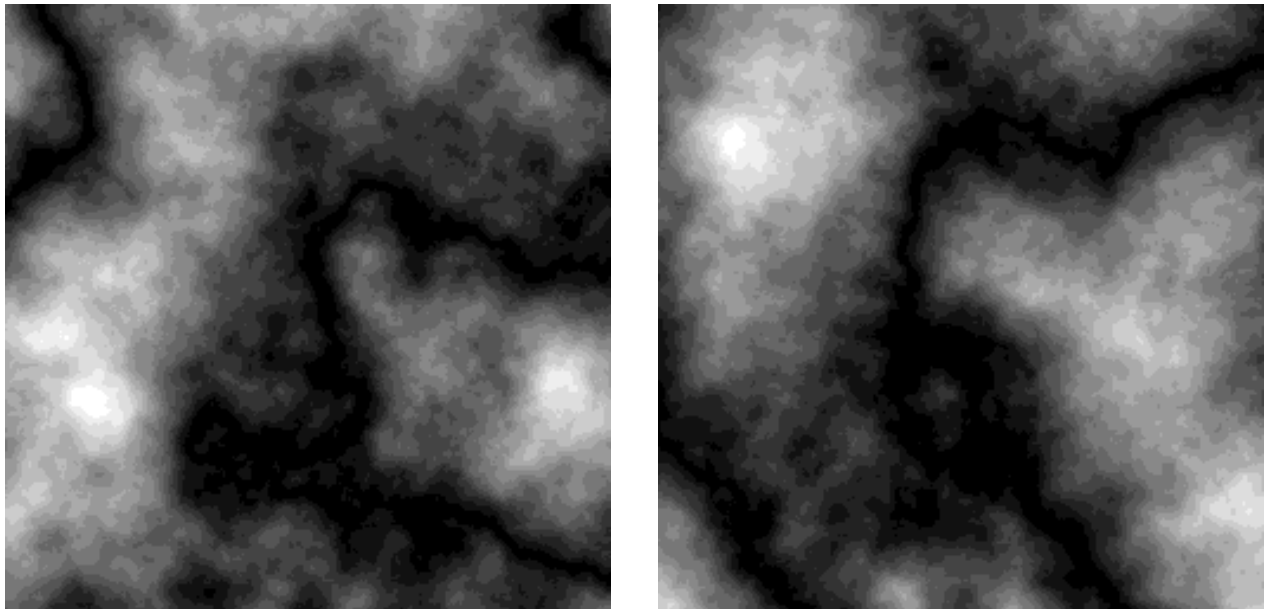


Figure A.2: Ecrans de phase pour deux types de turbulences atmosphériques. A gauche la statistique de Kolmogorov et à droite la statistique de Von Karman



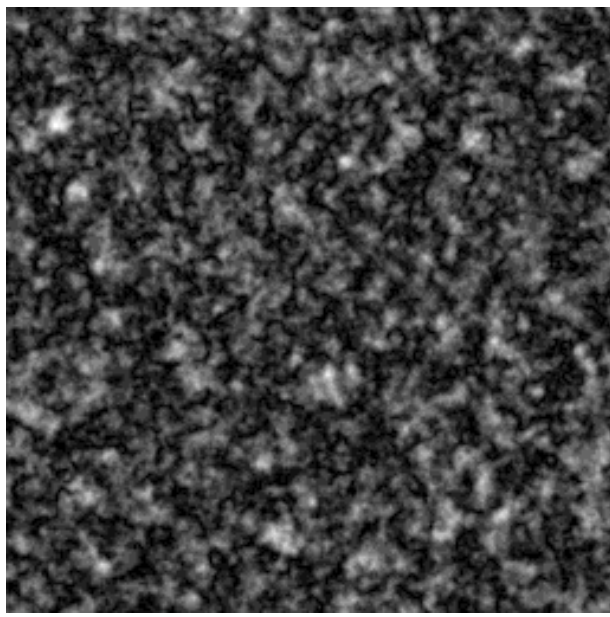
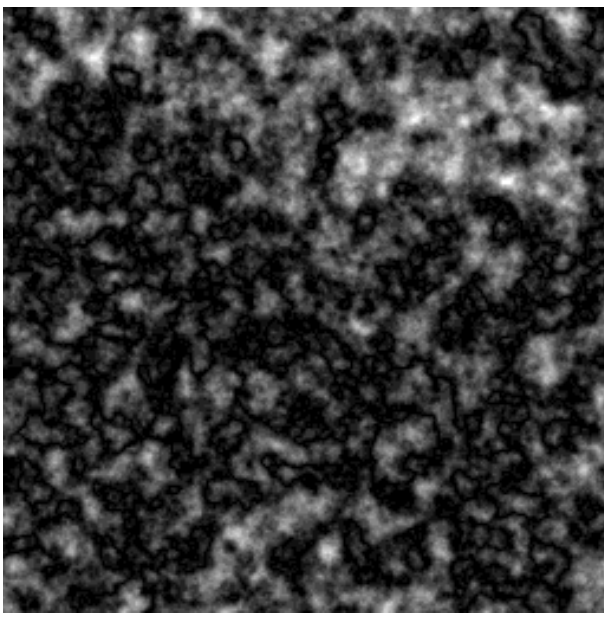


Figure A.3: Deux écrans de phase correspondant à gauche à une correction par une optique adaptative et à droite, une statistique des résidus de polissage d'un miroir.

## A.3 Turbulence générée à partir des Zernikes

### A.3.1 Définition mathématique des polynômes de Zernike

$$Z_n^m(\rho, \phi)_i = R_n^m(\rho) \cdot \sin(m\phi) \quad \text{Pour les polynômes impairs} \quad (\text{A.5a})$$

$$Z_n^m(\rho, \phi)_p = R_n^m(\rho) \cdot \cos(m\phi) \quad \text{Pour les polynômes pairs} \quad (\text{A.5b})$$

La fonction radiale prend la forme suivante:

$$R_n^m(\rho) = \sum_{l=0}^{(n-m)/2} \left( \frac{(-1)^l \cdot (n-l)!}{l! \left(\frac{1}{2}(n+m) - l\right)! \left(\frac{1}{2}(n-m) - l\right)!} \cdot \rho^{n-2l} \right) \quad (\text{A.6})$$

On peut remarquer que pour  $n \geq m \geq 0$  et  $n - m$  pair, la fonction radiale est nulle.

Je présente ci-dessous deux relations mathématiques intéressantes sur les fonctions radiales.

$$\int_0^1 R_n^m(\rho) \cdot R_{n'}^m(\rho) \cdot \rho \cdot d\rho = \frac{\delta_{nn'}}{2(n+1)} \quad (\text{A.7a})$$

$$\int_0^1 R_n^m(\rho) \cdot J_m(\nu \cdot \rho) \cdot \rho \cdot d\rho = (-1)^{(n-m)/2} \cdot \frac{J_{n+1}(\nu)}{\nu} \quad (\text{A.7b})$$

### A.3.2 Exemple d'utilisation

Pour simuler la réponse d'une optique adaptative à la turbulence atmosphérique, on procède généralement à une analyse sur chaque polynôme de Zernike (Noll R.J. 1976; Roddier F. 1987; Roddier N. 1990). On opère sur ceux-ci deux types de traitement différents: un filtrage spatial et un filtrage temporel. On assigne lors du filtrage spatial un coefficient correspondant à la correction de la turbulence atmosphérique. Le filtrage temporel des coefficients permet de rendre compte de l'évolution au cours du temps de la correction de l'optique adaptative.

Voici un exemple d'écran de phase avec une somme de 860 premiers polynômes de Zernike (voir Figure A.4). Les données de simulation de l'optique adaptative ont été fournies par Thierry Fusco de l'ONERA. Elles ont été utilisées pour le cas d'un télescope du type VLT avec une très bonne correction du front d'onde (le Strehl atteint 91.5% en moyenne) dans le cadre du projet "Planet Finder" de l'ESO.

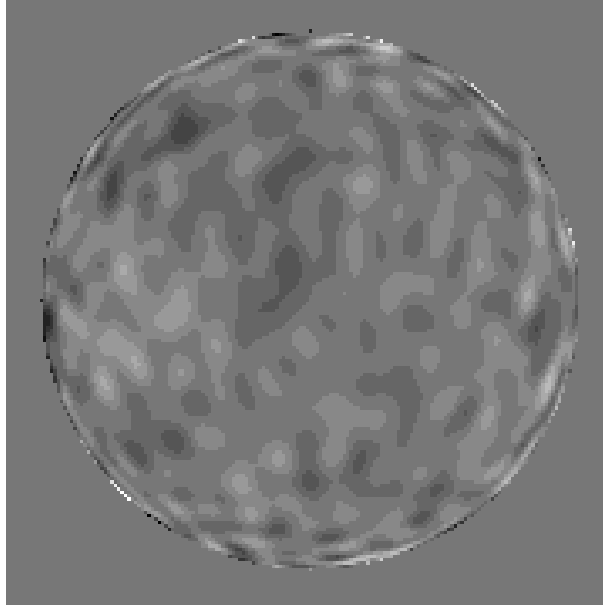


Figure A.4: Turbulence corrigée par 900 actuateurs sur une pupille de 8 m de diamètre, avec un  $r_0 = 0.8m$  en bande K. la magnitude de l'étoile d'analyse du front d'onde est  $m_V = 9$  (analyse dans le visible avec un Shack-Hartmann).

Le problème majeur des simulations de turbulence avec les polynômes de Zernike est que pour des raisons informatiques, l'on est obligé de sous-modéliser les échelles de turbulence en s'arrêtant à un nombre fini de polynômes (ici 860 tout de même). Les hautes fréquences (les petites échelles de la turbulence) ne sont pas représentées dans la pupille. Cela à donc pour effet, de créer une zone de turbulence limitée par le  $r_0$ . Au-delà de cette zone, on retrouve des anneaux de diffraction parfaits sans tavelures. Cet effet, est présent dans les simulations précédentes pour VLT-PF.



## Annexe B

### Articles à referee

# Speckle Symmetry with High-Contrast Coronagraphs

A. BOCCALETTI

California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125; boccalet@gps.caltech.edu

AND

P. RIAUD<sup>1</sup> AND D. ROUAN

DESPA, Observatoire de Paris-Meudon, F-92195 Meudon, France; Pierre.Riaud@obspm.fr, Daniel.Rouan@obspm.fr

*Received 2001 September 8; accepted 2001 November 26*

**ABSTRACT.** We investigate the pattern of residual speckles obtained with high-contrast coronagraphs and extreme adaptive optics systems. In particular, we provide evidence of symmetry occurring for very small phase defects depending only on the ability of the coronagraph to attenuate the pupil diffraction pattern. In such a case, a centrosymmetrical subtraction of the image significantly increases the signal-to-noise ratio. Detection of very faint companions around bright stars may benefit from this characteristic in some particular conditions. Numerical simulations show that speckle symmetry takes place when using a four-quadrant phase mask coronagraph, for very high Strehl ratio ( $SR > 0.96$ ) and with a filled circular aperture.

## 1. INTRODUCTION

In the past few years, the indirect discovery of several exoplanets orbiting around nearby stars has triggered some bright ideas in the context of coronagraphy. Consequently, several new concepts were proposed with the purpose of taking snapshots of planetary systems in order to achieve direct detections. Exoplanets are so faint and so close to their parent stars that their reflected light is overwhelmed by the starlight itself. In such a case, a coronagraphic device is mandatory to attenuate the star and allow the planet to be detected. However, the speckle noise caused by atmospheric seeing being one of the major issues with ground-based telescopes, current instruments are still unable to perform direct detection of exoplanets. Therefore, more sophisticated adaptive optics (AO) and coronagraphic devices are required to improve the dynamical range of astronomical images.

Anticipating the next generation of extreme AO systems (large number of actuators and/or multiconjugated AO, for instance), this article intends to study the behavior of the speckle pattern with high-contrast coronagraphs. Three coronagraphic concepts, based on three different techniques, were selected for this study: the Lyot mask (Lyot 1939), the four-quadrant phase mask (Rouan et al. 2000), and the Achromatic Interfero-Coronagraph (Gay & Rabbia 1996). Nulling techniques using diluted aperture (Bracewell & MacPhie 1979) are excluded from this study since the impact of the speckle noise is a quite different issue.

These designs are fully described in the aforementioned pa-

pers, and their respective performance has already been studied with numerical simulations assuming current AO systems (Riaud et al. 2001; Baudoz, Rabia, & Gay 2000a), but also on real stars in the case of the Achromatic Interfero-Coronagraph (Baudoz et al. 2000b). Therefore, the goal of this paper is not to compare these designs with respect to their intrinsic performance but only to study their behavior at high Strehl ratio when the speckle noise is very faint yet still limiting the detection threshold in many cases.

The Lyot mask was invented by B. Lyot to observe the solar corona and was later turned into a stellar coronagraph to observe faint circumstellar objects. In order to efficiently attenuate the starlight, a focal-mask coronagraph (Lyot mask or phase mask) must be used with a pupil stop smaller than the geometric pupil (typically 20% smaller in diameter). The Lyot opaque hard-edge mask can be replaced with an apodized mask to avoid strong diffraction effects in the pupil. In this paper, a Gaussian Lyot mask with FWHM of  $2\lambda/D$  is considered, making the diffraction pattern smoother in the pupil and allowing a better starlight rejection.

The phase-mask coronagraph was first introduced by Roddier & Roddier (1997) in the form of a small ( $0.53\lambda/D$ ) phase-shifting spot. The optical index and the thickness and the size of this spot are optimized to perform a  $\pi$  phase-shift in order to equally balance the positive and the negative part of the complex quantity in the focal plane. As a result, the complex quantity in the relayed pupil undergoes a destructive interference that efficiently removes the starlight inside the geometric pupil area. To avoid the size wavelength dependence of the shifting spot, Rouan et al. (2000) have proposed a new design called the four-quadrant phase mask (FQPM hereafter) in which

<sup>1</sup> Also affiliated with LISE, Observatoire de Haute-Provence, F-04870 St Michel l'Observatoire, France.

the complex quantity in the focal plane is split into four equal quadrants, with two opposite quadrants performing the  $\pi$  phase-shift. This concept has proved more efficient than the former one since the residual intensity in the geometric pupil is strictly null (Rouan, Riaud, & Baudrand 2002) in perfect conditions (no phase aberrations and filled circular aperture). In the following sections the FQPM is assumed to be achromatic (an achromatic solution is proposed in Riaud et al. 2001). A preliminary mask has been manufactured and is currently characterized on a laboratory optical bench.

The Achromatic Interfero-Coronagraph (AIC hereafter) uses a different design based on a Michelson interferometer. Basically, the wave front is duplicated through a beam splitter, and one component is rotated and phase-shifted by  $\pi$  as it goes through a focus. Therefore, recombination of the two wave fronts is performed achromatically. Two centrosymmetrical images of any off-axis sources thus appear in the coronagraphic plane. Although the pupil is perfectly cancelled, any phase disturbance in the wave front no longer matches owing to the pupil rotation. As a result, the relative contrast between a companion and the residual speckle noise is lowered since the variance of the recombined wave front is increased by a factor of 2 (with respect to focal-mask coronagraphs).

In Rouan et al. (2000) it is claimed that the residual speckle pattern tends to be centrosymmetrical at high Strehl ratio when using a FQPM and that it can be partially removed with a straightforward subtraction of the centrosymmetrical image. This assumption has a strong implication in a practical case. It means that the speckle noise could be calibrated in real time and that coronagraphic data need not be subtracted with a reference star. A better detection threshold might be reached, and we would save telescope time. In this paper, we are dealing with the occurrence of speckle symmetry for each coronagraph as a function of the phase disturbance. In § 2 we propose an explanation based on a first-order approximation to account for the speckle symmetry provided by the FQPM. Section 3 presents some numerical simulations that point out the speckle symmetry. Finally, the potential achievement of high Strehl ratio on the ground and in space is briefly discussed in § 4.

## 2. FIRST-ORDER APPROXIMATION

In a general case, the complex quantity in the pupil plane can be written  $A \exp i\phi$ , with  $A$  being the amplitude of the pupil (1 inside the circular aperture and 0 outside) and  $\phi$  being a function describing the phase disturbance over the pupil and generated by the atmospheric seeing. Assuming very small phase defects, the phase can be linearized:  $\exp i\phi \approx 1 + i\phi$ . We checked that this assumption was correct at a 1% level for  $\sigma_\phi < \lambda/50$  (0.125 rad) and at a 10% level for  $\sigma_\phi < \lambda/14$  (0.449 rad), assuming  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ . Although a wave-front roughness of  $\lambda/50$  seems still out of range of any current and/or future AO systems, a phase residual error of  $\lambda/14 \equiv \text{SR} \sim 0.82$  is

within the foreseen capability of the next generation of extreme AO systems (Angel 1994; Dekany et al. 2000).

The complex quantity is now assessed with simple relationships through the steps of the coronagraph. FT and  $\text{FT}^{-1}$  denote, respectively, the direct and inverse Fourier transform operator, and  $M$  and  $D$  are the functions describing, respectively, the mask (a Lyot or a FQPM) and the pupil stop. We do not consider the atmospheric scintillation, which we assume to be negligible.

*Pupil plane.*—The phase is linearized:

$$A(1 + i\phi). \quad (1)$$

*Focal plane.*—The Fourier transform of equation (1) and multiplication with the focal mask:

$$\text{FT}(A) \times M + \text{FT}(iA\phi) \times M. \quad (2)$$

*Relayed pupil.*—The Fourier transform of equation (2) and multiplication with the Lyot stop:

$$\text{FT}^{-1}[\text{FT}(A) \times M] \times D + \text{FT}^{-1}[\text{FT}(iA\phi) \times M] \times D. \quad (3)$$

*Detector plane.*—The Fourier transform of equation (3):

$$\begin{aligned} &\text{FT}\{\text{FT}^{-1}[\text{FT}(A) \times M] \times D\} \\ &+ \text{FT}\{\text{FT}^{-1}[\text{FT}(iA\phi) \times M] \times D\}. \end{aligned} \quad (4)$$

The first term of equation (4) corresponds to the perfect image delivered by the coronagraph (without any aberrations), and the second term accounts for the contribution of the phase defects. Let us call them the “diffraction term” and the “speckle term.” These relationships are not applicable to the AIC, but a mathematical formalism of this coronagraph is fully described in Baudoz et al. (2000a).

As pointed out in § 1, the FQPM in a free-aberration system provides a strictly null intensity in the relayed pupil, and consequently the diffraction term is also strictly 0. We now analyze the parity of the speckle term according to the Fourier transform properties. Each step is summarized in Table 1. Note that  $M$  and  $D$  are both real and even functions. Re and Im are, respectively, the real and imaginary part of the complex quantity in the detector plane:

$$\text{Re} = \Re(\text{FT}\{\text{FT}^{-1}[\text{FT}(iA\phi) \times M] \times D\}), \quad (5)$$

$$\text{Im} = \Im(\text{FT}\{\text{FT}^{-1}[\text{FT}(iA\phi) \times M] \times D\}). \quad (6)$$

Since  $iA\phi$  is a pure imaginary function, it follows that Re is odd and Im is even (see Table 1). This assertion is true whatever

TABLE 1  
PARITY OF THE SPECKLE TERM THROUGH EACH STEP OF THE  
CORONAGRAPH (FOR LYOT AND FQPM)

Complex Quantity	Real Part	Imaginary Part
$A$ .....	Even	0
$\phi$ .....	Any	0
$iA\phi$ .....	0	Any
$FT(iA\phi)$ .....	Odd	Even
$FT(iA\phi)M$ .....	Odd	Even
$FT^{-1}[FT(iA\phi)M]$ .....	0	Any
$FT^{-1}[FT(iA\phi)M]D$ .....	0	Any
$FT\{FT^{-1}[FT(iA\phi)M]D\}$ .....	Odd	Even

NOTE.—  $A$  and  $\phi$  are the pupil plane amplitude and phase;  $M$  and  $D$  are real, centrosymmetric functions representing the focal plane mask and the pupil stop, respectively.

the value of  $\phi$  (the residual phase on the pupil) and thus applies to Kolmogorov statistic as well as static phase aberrations. Then, the intensity in the detector plane can be written as

$$I(x, y) = \sqrt{\text{Re}^2 + \text{Im}^2}. \quad (7)$$

According to the parity of Re and Im, it turns out that  $I(x, y)$  is a centrosymmetrical function.

As the phase defects increase, the linear approximation is no longer satisfied and the speckle symmetry is broken. With a FQPM, we estimate the speckle symmetry to occur for phase defects lower than  $\lambda/14$ . This limit also includes low-order aberrations like tip-tilt. Nulling degradation owing to low-order aberrations is assessed in Rouan et al. (2000) and is considered very low in this current study.

If the diffraction term is not significantly lowered by the coronagraph with respect to the speckle term, the final residual speckles cannot be centrosymmetrical. Indeed, once the diffraction term and the speckle term are combined, the final intensity has no particular symmetry.

Using numerical simulations (as described in § 3) we estimated the ratio between the diffraction term and the speckle term. A wave front  $A + Ai\phi$  (with a circular pupil) is injected into each coronagraph in order to provide a diffraction image and a speckle image, both independents. The residual intensity of each term is integrated in the coronagraphic image. We found a diffraction/speckle ratio of  $8 \times 10^{-3}$  for the FQPM, 10.37 for the Lyot, and  $1.78 \times 10^{-8}$  for the AIC, in a  $10\lambda/D$  field of the view. In the case of the Lyot coronagraph, a significant part of diffraction still remains in the final image. Since the real part of the diffraction term combined with the speckle term has no particular parity, the residual speckles cannot be centrosymmetrical. The AIC always provides a symmetrical image for both the speckles and any hypothetical companions owing to the pupil rotation. In fact, the FQPM is the only coronagraph to benefit from the speckle symmetry.

### 3. NUMERICAL SIMULATIONS

A series of simulations was been carried out to quantify the degree of symmetry as a function of the phase defects. Large arrays ( $2048 \times 2048$ ) were used to achieve a sufficient pixel sampling in both the pupil and the focal plane and to minimize the aliasing effect of a fast Fourier transform. Very small phase defects (providing a high Strehl ratio) were generated using a Kolmogorov power spectrum density attenuated at low frequencies to simulate a high-order AO systems. The number of actuators across the deformable mirror was changed to achieve phase defects ranging from 31 to 116 nm rms (assuming  $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ ). The corresponding Strehl ratio ranges from 0.99 to 0.90.

A single phase map was then injected into each coronagraph and a companion 14 mag fainter was added at a radial distance of about  $4.9\lambda/D$ . To assess unambiguously the impact of the speckle symmetry on the detection threshold, the photon noise was removed from this simulation. In a real case, the photon noise would require the generation of several speckle patterns in order to yield a sufficient signal-to-noise ratio (S/N), which is computer-time-consuming in this context. Figure 1 displays the coronagraphic images of a frozen residual speckle pattern obtained with the Lyot, the FQPM, and the AIC for  $\sigma = 31$  nm rms and  $\sigma = 95$  nm rms. For obvious reasons, the AIC shows a speckle symmetry for any phase defects, but the FQPM provides a centrosymmetrical image for lower phase defects only ( $\sigma = 31$  nm rms). As to the Lyot, the final image is still dominated by the diffraction pattern, whatever the amplitude of the phase defect, and the speckle pattern exhibits a low degree of symmetry at larger angular distances, in which the diffraction term is less dominating.

From these data we derived the S/N of the  $\Delta m = 14$  companion. The maximum intensity of the companion is compared to the rms fluctuations in an annular field ( $4.9\lambda/D$  in radius). The result is shown in Figure 2. The overall improvement of the S/N is quite obvious when using the FQPM for wave-front errors smaller than  $\sim 70$  nm rms (equivalent to  $\sim \lambda/30$  with  $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ ). These simulations are therefore in agreement with the linear approximation of § 2 ( $\lambda/14$  at a 10% level). Note that the S/N obtained with an AIC is always smaller than the one given by the FQPM (with or without subtraction) and that a centrosymmetrical subtraction would obviously yield  $S/N = 0$ . The S/N provided by the Lyot is not significantly improved through the subtraction process and always remains lower than 3, indicating that the  $\Delta m = 14$  companion is never detectable.

Similar simulations were also carried out with a central obscuration of 25% in the pupil. As shown in Riaud et al. (2001), the achievable detection threshold of the FQPM is now only 14 mag (the star is no longer totally attenuated). In such a case, and even with very low phase defects, the diffraction term is no longer negligible regarding the speckle term. As a consequence, the speckle pattern is never centrosymmetrical. How-

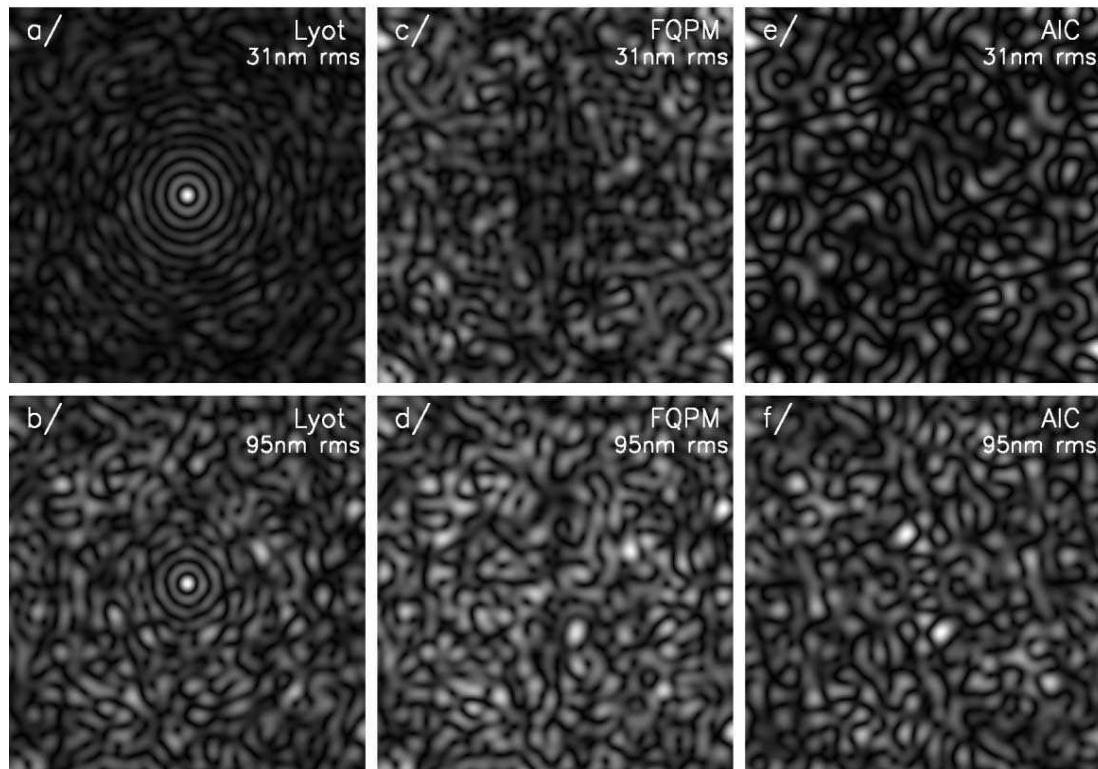


FIG. 1.—Coronagraphic images of a  $36\lambda/D$  field of view obtained with the following: (a) a Lyot mask,  $\sigma = 31$  nm rms (no speckle symmetry); (b) a Lyot mask,  $\sigma = 95$  nm rms (no speckle symmetry); (c) a FQPM,  $\sigma = 31$  nm rms (speckle symmetry); (d) a FQPM,  $\sigma = 95$  nm rms (no speckle symmetry); (e) an AIC,  $\sigma = 31$  nm rms (speckle symmetry); and (f) an AIC,  $\sigma = 95$  nm rms (speckle symmetry).

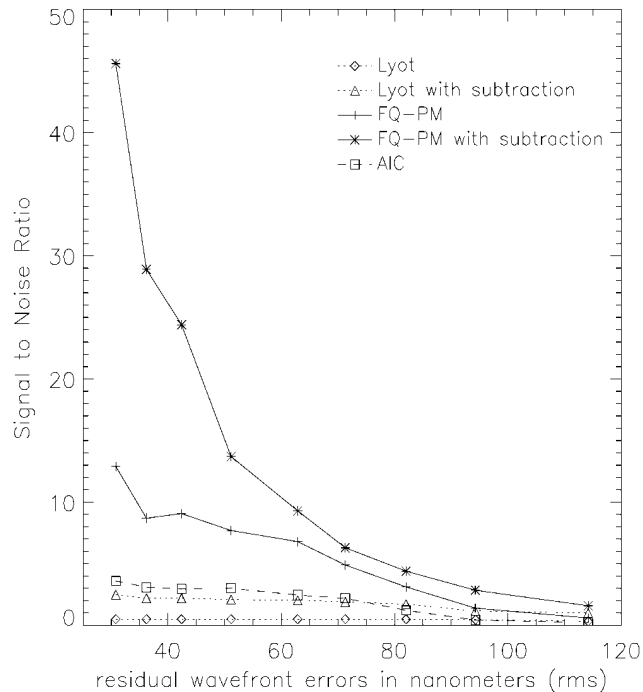


FIG. 2.—Signal-to-noise ratio of a  $\Delta m = 14$  companion, calculated for each coronagraph between  $\sigma = 31$  nm rms and  $\sigma = 116$  nm rms, for a single speckle pattern, without photon noise.

ever, a centrosymmetrical subtraction is still helpful to attenuate the diffraction residual pattern, which we may expect to be centrosymmetrical as soon as the image is diffraction limited. For wave-front errors lower than 116 nm rms, we found that the detection threshold is about  $\Delta m = 11$  mag once the image is centrosymmetrically subtracted. In this particular case, the S/N provided by the AIC is much larger than the one obtained with a FQPM or a Lyot (at least for  $\sigma < 116$  nm rms), since this coronagraph is insensitive to the central obscuration as long as it is centrosymmetrical.

#### 4. DISCUSSION

In previous simulations we did not take into account the effect of the speckle chromaticity. As long as the coronagraph is made achromatic and because the speckles are radially dispersed, the use of a spectral bandwidth does not affect the speckle symmetry at high Strehl ratio. The polychromatic image is simply the sum of monochromatic speckle patterns (each being centrosymmetrical).

A similar analysis can be done for the effect of integration time if we consider a long exposure as a sum of many speckle patterns. Each speckle pattern being centrosymmetrical, the sum will also be centrosymmetrical.

The quasi-static speckles provided by static optical aberrations are also an important issue in the context of high-contrast



imaging. They are not averaged, as the atmospheric speckles are, and remain difficult to calibrate on a reference star. But as pointed out in § 2, the symmetry may occur whatever the statistic of the residual phase on the pupil plane is. Therefore, as long as the residual static aberrations are lower than about  $\lambda/30$ , the corresponding static speckle pattern also appears to be centrosymmetrical and can be removed without calibrating the coronagraphic point-spread function (PSF) on a reference star.

Although current AO systems routinely reach a large Strehl of 60%–70%, the speckle symmetry may become exploitable only with the next generation of AO systems, called extreme AO. The latest technologies involving high-order deformable mirrors will enable higher Strehl ratio in the near future. For instance, Dekany et al. (2000) proposed a 1600 actuator multi-conjugate AO system upgrade to the Palomar Adaptive Optics System (Troy et al. 2000) with an expected capability of  $SR = 96\%$  under  $0.5''$  seeing. This performance meets the requirement to benefit from the speckle symmetry. In the particular case of space telescopes, the residual speckle noise arises from quasi-static aberrations in the optical train and then contributes, at a lower level, to reduce the achievable contrast. The situation is more favorable than on the ground since the Strehl ratio is very high. For instance, the *Hubble Space Telescope* (*HST*) has an rms wave-front error of  $0.018 \mu\text{m}$  (Krist & Burrows 1995) caused by the polishing process and corresponding to a Strehl larger than 97% at visible wavelengths. However, the “PSF breathing” prevents an accurate subtraction of the residual speckles. If the *HST* had been equipped with a high-contrast coronagraph (as suggested in Boccaletti 1999) rather than a Lyot mask, the effect of symmetry would have been useful to get rid of the static speckle pattern. In that context, a group at the Observatoire de Meudon is studying a FQPM for the mid-IR camera of the *Next Generation Space Telescope*. Even more promising is the space telescope *Eddington* (an ESA mission scheduled for 2008, dedicated to asteroseismology and

planetary transits), a 1 m off-axis design (no central obscuration) with very small figuring defects ( $<\lambda/50$  peak-to-valley), for which a FQPM is also under study within our team at Meudon. Preliminary simulations suggest that Jupiter-like planets would become detectable at visible wavelengths thanks to the centrosymmetrical subtraction.

## 5. CONCLUSION

We have shown that the speckle symmetry occurs when using the FQPM under high Strehl ratio ( $>0.96$ ) and for a circular pupil without central obscuration. Linearization of the complex quantity in the pupil plane is put forward to account for the speckle symmetry. A similar reasoning is presented by Bloemhof et al. (2001) to explain the “speckle pinning effect.” The FQPM can take advantage of this welcoming effect with a centrosymmetrical subtraction and yield a higher S/N than others coronagraphs. On the contrary, the AIC cannot benefit from the speckle symmetry and gives a S/N lower than that of the FQPM (if the latter is made achromatic; see Riaud et al. 2001) since the variance of the wave front is increased by a factor 2. However, a real telescope pupil is provided with a central obscuration, and in that case the AIC outperforms the Lyot as well as the FQPM since it can be fitted into any centrosymmetrical aperture.

The speckle symmetry may have an important impact in the near future on the detection of faint point sources in the surroundings of very bright objects. However, it is obviously unsuitable to many other astronomical objects requiring high-contrast imaging but featuring an extended pattern (circumstellar disks, AGNs, or quasars).

We would like to thank Jean Gay for helpful discussions, Rich Dekany for careful reading of the manuscript, and Eric Bloemhof, the referee, for his constructive comments.

## REFERENCES

- Angel, J. R. P. 1994, *Nature*, 368, 203  
 Baudoz, P., Rabbia, Y., & Gay, J. 2000a, *A&AS*, 141, 319  
 Baudoz, P., et al. 2000b, *A&AS*, 145, 341  
 Bloemhof, E. E., Dekany, R. G., Troy, M., & Oppenheimer, B. R. 2001, *ApJ*, 558, L71  
 Boccaletti, A. 1999, in *Proc. IX Rencontres de Blois, Planetary Systems: The Long View*, ed. L. M. Celnikier & J. Thanh Van Tran (Gif-sur-Yvette: Editions Frontières), 351  
 Bracewell, R. N., & MacPhie, R. H. 1979, *Icarus*, 38, 136  
 Dekany, R., Troy, M., Brack, G., Bleau, C. A., DuVarney, R. C., & Ealey, M. A. 2000, *Proc. SPIE*, 4007, 175  
 Gay, J., & Rabbia, Y. 1996, *CR Acad. Sci. Paris*, 332, 265  
 Krist, J. E., & Burrows, C. J. 1995, *Appl. Opt.*, 34, 4951  
 Lyot, B. 1939, *MNRAS*, 99, 580  
 Riaud, P., Boccaletti, A., Rouan, D., Lemarquis, F., & Labeyrie, A. 2001, *PASP*, 113, 1145  
 Roddier, F., & Roddier, C. 1997, *PASP*, 109, 815  
 Rouan, D., Riaud, P., & Baudrand, J. 2002, *Beyond Conventional Optics*, ed. R. Ragazzoni, N. Hubin, & S. Esposito (ESO: Garching), in press  
 Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *PASP*, 112, 1479  
 Troy, M., et al. 2000, *Proc. SPIE*, 4007, 31

## Annexe C

### Articles de colloques

# IMAGING PLANETARY SYSTEMS WITH *EDDINGTON* USING A CORONAGRAPHIC FOUR-QUADRANTS PHASE-MASK

P. Riaud<sup>1,2</sup>, J. Schneider<sup>3</sup>, S. Gillet<sup>2</sup>, J. Baudrand<sup>1</sup>, A. Boccaletti<sup>4</sup>, and D. Rouan<sup>1</sup>

<sup>1</sup>DESPA/LESIA, Observatoire de Paris, 5 pl J. Place Janssen, Meudon, France

<sup>2</sup>LISE, Observatoire de Haute-Provence, St Michel l'Observatoire, France

<sup>3</sup>DARC/LUTH, Observatoire de Paris, 5 pl J. Place Janssen, Meudon, France

<sup>4</sup>GPS, CalTech, Pasadena California 91125

## ABSTRACT

We have recently described a concept of a coronagraph using a phase mask with 4 sectors (FQ-PM) which presents an excellent rejection factor, and which can be rather easily made achromatic with two dispersive materials or with a multi-layers reflective phase mask. We propose to add this device to the *Eddington* payload for direct imaging of planetary systems. The FQ-PM is fully compatible with seismology and transits requirements, but requires an off-axis telescope and a good corrections of pointing errors to have a high rejection factor ( $> 10^6$ ). This optical scheme improves the photometric data analysis for seismology and transits sciences. The achromatic mask and the possibility of fine correction of pointing error directly on the phase mask are presently under study.

Key words: Stars: structure – Planets: exoplanets

## 1. INTRODUCTION

We present here "*Eddicoro*", a possible coronagraphic implementation on the *Eddington* project. The direct imaging of planetary system gives many informations such as full orbital elements on the planets or the variation of the planet brightness. First of all, we present the science benefits of our concept for *Eddington*. In section 3, we show a possible optical concept with an off-axis telescope and a corrector with two mirrors. Finally, in section 4, we explain the Four-Quadrant Phase-Mask with different performance limitations regarding the central obstruction effect and chromaticity of the phase-mask. In the last section, we present expected performances for big Earth like planets and Jupiter like planets, and a simulation concerning the 16 exoplanets already known with radial velocity measurements is shown.

## 2. SCIENCE BENEFITS

The direct imaging of exo-planetary system represents a strong improvement with respect to the transit method. Indeed, snapshot images of planetary systems give the full orbital elements and especially any orbital inclination are

detectable. This last point, constitute a weakness of Radial Velocity (RV) measurements. Several planets can be seen simultaneously, which is not the case for transit detection.

The method discriminate with a good accuracy the size of planets, the flux ratio between big Earth ( $10 M_{\oplus}$ ) and Jupiter like planet being about 1/50, for any reasonable value of the planet albedo.

In the long term, we can hope to see time variations of the planet flux along the orbit (after subtraction of phase effect), thus with Fourier analysis have some informations relative to ring effect (Schneider J. 1999) around planet for example and also seasonal, diurnal and random variation. The detection being in visible wavelength ( $0.6\mu m - 0.9\mu m$ ), with four bandpass filters we can have informations to albedo color. Among the goals of *Eddicoro*, are planetary systems already known from RV measurement. Today, 16 known big Jupiters are detectable with a 1.2 meter telescope in the visible, only the planets between 1 A.U and 4 A.U being detectable in 10 hours exposure. For longer exposures, it becomes easy to detect planets at a distance larger than 4 A.U.

Large radial velocity surveys will broaden the number of known planets thus the number of targets of *Eddicoro*. The information on inclination and RV measurements can determine the mass of the exoplanets.

## 3. PAYLOAD CONCEPT

The coronagraphic implementation requires an off-axis design for the primary and the secondary mirrors of the telescope, and a perfect correction of aberrations on a narrow field of view (maximum  $20'' \times 20''$ ). This design is fully compatible with classical photometric requirements for seismology and transit science. One of us (S. Gillet) is studying the possibility to correct spherical and coma aberrations with a Mertz corrector (Mertz 1979, Mertz 1981). But the total field of view must be larger than  $3^\circ$  in diameter for the other science purposes of *Eddington*. It is interesting to note that this optical scheme simplifies the photometric analysis because there is no large central obstruction. The total surface of the primary mirror is larger with a factor about four; we thus have an important gain in limiting magnitude.

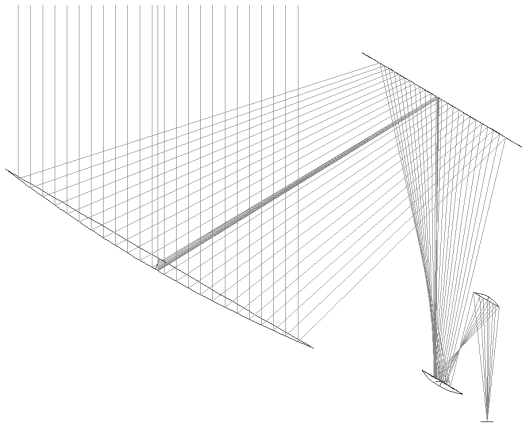


Figure 1. Optical concept for Eddington with an off-axis telescope (M1 and M2) and Mertz corrector (M3 and M4).

## 4. CORONAGRAPHY IMPLEMENTATION

### 4.1. PRINCIPLE

Roddier & Roddier (1997) proposed first the idea of a stellar coronagraph with a mask in the focal plane making use of phase rather than amplitude modifications. The design of the coronagraph is a small transparent disk of diameter  $0.5\lambda/D$  ( $D$  is telescope diameter) (hereafter DPMC) producing a phase shift of  $\pi$  and put in the focal plane. The solution we have proposed recently (Rouan et al. 2000) has some resemblance with Roddier's concept, but the design of the focal mask makes use of four quadrants, two of them (on a diagonal) producing a  $\pi$  phase shift. Figure 2 presents a layout of the system we propose.

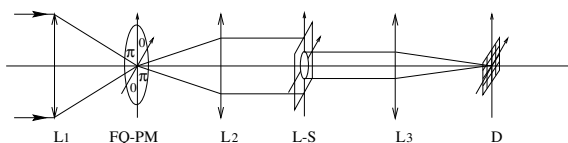


Figure 2. Optical scheme in transmission of our new phase-mask coronagraph: L1, L2 and L3 are three lenses in the optical system. L1 provides a large  $F/D$  ratio on the four-quadrant phase-mask (FQ-PM), L2 images the pupil in the second plane, the Lyot stop (L-S) suppresses the diffracted star-light and finally L3 forms the coronagraphic image on the detector (D).

In both cases, the principle is the same : because of a destructive interference the light from the bright source centered on the mask cancels out, this is possible because the amplitude has been split into two equal parts, one of them having a change in sign (due to the  $\pi$  phase shift). Any companion or structure which is not centered on the mask does not suffer a significant nulling and is transmitted with practically no attenuation. The figure 3 explains more precisely the different steps of 4Q coronagraphic ef-

fect.

### 4.2. THE CENTRAL OBSTRUCTION EFFECT

The central obstruction of the pupil prevents from a perfect cancellation of the FQ-PM coronagraph. Figure 4 gives the attenuation of the star light (integrated in the coronagraphic image) as a function of the percentage of central obscuration in diameter. The entrance pupil includes a central obscuration with spider arms. This simulation clearly shows that even a small central obscuration has a significant adverse effect on the coronagraphic capability: for 30% of obscuration, a degradation of about 7 magnitudes of the nulling efficiency can be noted. A clear message that can be sent to anyone wishing to detect extrasolar planets using coronagraphy is : *go to space and use an off-axis telescope*.

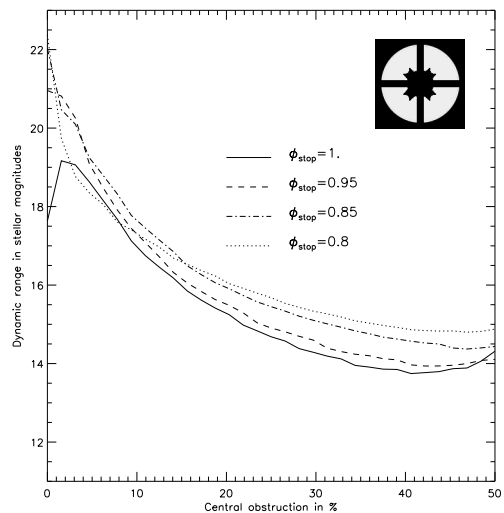


Figure 4. Effect of the central obscuration on the nulling degradation : the nulling efficiency (in magnitude) is plotted vs the fraction of the pupil diameter used by the central obscuration and for various Lyot stop in unit of the pupil size. The upper-right corner shows the Lyot stop shape.

The two following images show clearly the effect of central obstruction on the coronagraphic pupil. The coronagraphic effect applies to the edge of the pupil but also to the edge of central obstruction. A significant part of starlight reappears inside the pupil.

### 4.3. CHROMATICITY

The achievable spectral bandwidth is larger than with the DPMC because the mask dimension does not depend on the wavelength. But the phase difference between quad-

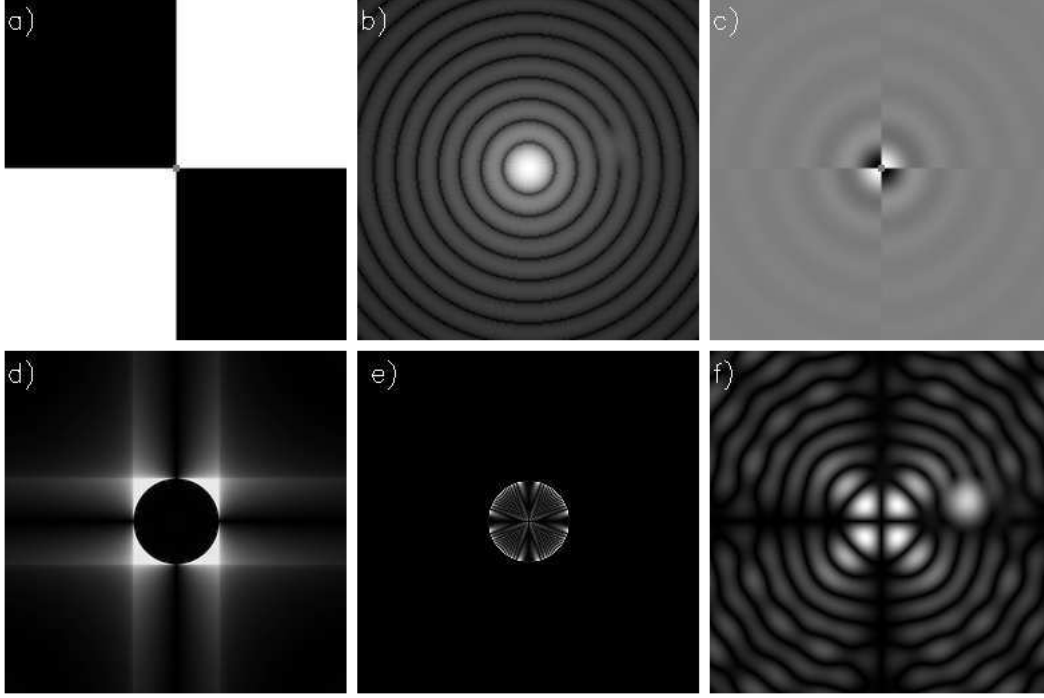


Figure 3. Numerical simulation illustrating the principle of the four-quadrant coronagraph. A companion 15 magnitudes fainter (flux ratio of  $10^6$ ) is located  $2.1\lambda/D$  away from the star. The individual images show: a) the shape of the phase-mask (white for 0 phase-shift, black for  $\pi$  phase-shift); b) the Airy pattern displayed in intensity; c) the complex amplitude of the star phase-shifted by the mask; d) the exit pupil; e) the exit pupil through the Lyot stop (95% of the pupil diameter); f) the coronagraphic image where the companion is clearly visible. Images are displayed with non-linear scale.

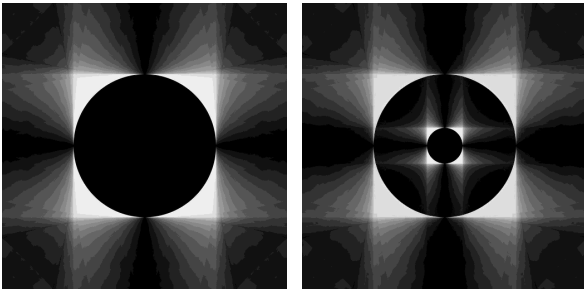


Figure 5. Effect of the central obscuration on the coronagraphic pupil. Left: Without central obscuration. Right: With 25% in diameter central obscuration.

rants must be close to  $\pi$  with a small variance of the residual phase. If  $\sigma$  is variance of the phase for the considered bandwidth, the nulling efficiency is  $N = 2/\sigma^2$ . To have a rejection factor of the coronagraph around  $10^6$ , we need to have a residual variance on the  $\pi$  phase shift lower than  $\sigma = 1.41 \cdot 10^{-3}$ . Having an achromatic  $\pi$  phase shift is a more complex problem but several solutions do exist. First of all, our team was developed a phase mask in reflection with a multi-layers coating technique (see section 6). We have also another solution with two or more dispersive

materials to compensate the residual error phase around  $\pi$  (see also section 6).

#### 4.4. ADDITIONAL IMPROVEMENTS

*Symmetry* : Image processing is another way to improve the rejection rate of the spurious stellar light. As long as the phase variance is not too large (i.e.  $\exp(i\phi) \sim 1 + i\phi$ ), the speckle image produced with the FQ-PM is centrosymmetric: this is due to the mask symmetry and its attenuation capability. Such an assumption can be shown by considering the properties of the Fourier Transform regarding the parity (Boccaletti et al. 2001). We can take advantage of this property when looking for the detection of a faint companion, since it should appear as an asymmetric pattern in the image. If we compute the centrosymmetric image and subtract it to the original image we then strongly reinforce the contrast of the single feature. This technique was applied in the examples given in Fig.6 for a ground-based observation on the UT telescope.

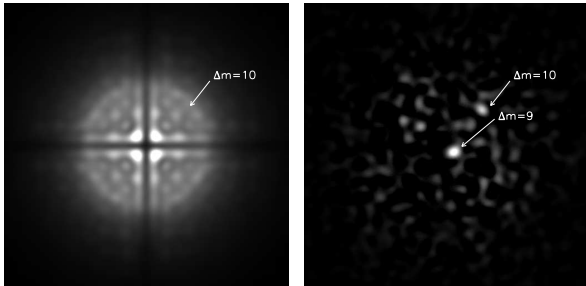


Figure 6. Numerical simulation obtained under favorable atmospheric seeing (a median Strehl ratio of  $0.80 \pm_{0.30}^{0.10}$ ) including photon noise (total integration of 1 hour on a  $m_k = 6.7$  star with a UT telescope) and read-out noise ( $5e^-/\text{pixel}/\text{frame}$ ). Two companions 10 and 9 magnitudes fainter than the central star are clearly evidenced at a distance of  $3 \lambda/D$  and  $0.6 \lambda/D$  respectively from the star after subtraction of opposite quadrants

**Dark-Speckles :** The pattern of residual speckles changes randomly after each short exposure. This speckle noise of the starlight after the FQ-PM appears like a dominant noise. With a  $\lambda/100$  RMS amplitude of surface roughness, the scattered light level is about  $10^{-7} - 10^{-8}$ , in practice the same as planet's flux. The dark speckle technique (Labeyrie A. 1995, Boccaletti et al. 1998) can improve the starlight rejection if thousand of short exposures a few seconds each can be exploited.

## 5. PERFORMANCES

We present in this section the expected performances for *Eddicoro* with an off-axis telescope of 1.2 meter diameter. The simulation takes into account different parameters listed in the following table.

Table 1

diameter of the telescope	1.2 m
spectral wavelength	R band ( $0.56 - 0.72 \mu\text{m}$ FWHM)
Zodiacal background	$22 \text{ mag}/''^2$
Exo-Zodiacal background	$19.5 \text{ mag}/''^2$ ( $10 \times \text{Zodi}$ )
Quantum efficiency	75 %
Dark current	$0.05 e^-/\text{s}$
Readout noise	$2 e^-/\text{frame}$
Dynamics	65535 (gain= $1.5 e^-/\text{ADU}$ )
Exposure time	10 hours
Surface roughness	8 nm RMS
Jitter error	3 mas RMS

We have developed a complete calculation of the Signal to Noise Ratio, with a geometrical model of planets (reflected light). For big Earths, we take a radius of  $2 R_\oplus$

and for giant planets the radius is 1.1 radius of Jupiter. It appears that detection of exoplanets is possible at a maximum distance of 30 pc for giant planets (separation 1-4 A.U) and with a maximum distance of 5 pc for big Earths at 1 A.U. It seems to be difficult to detect planets with separation less than 1 A.U, because the angular resolution of the 1.2 meter telescope is not sufficient.

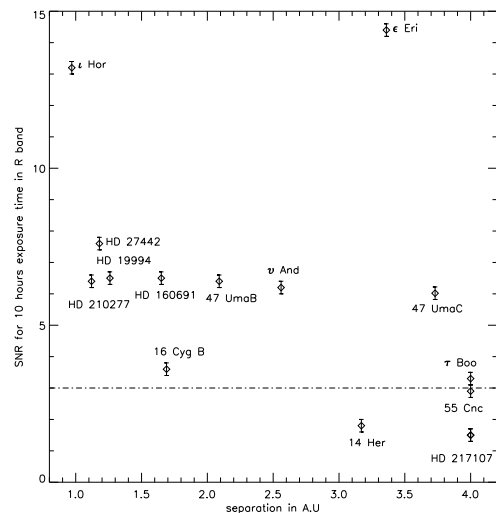


Figure 7. Simulation result for already know giant planets around nearby star with an orbital separation  $> 0.97 \text{ A.U.}$  For three stars ( $\tau \text{ Boo}$ ,  $55 \text{ Cnc}$ ,  $\text{HD } 217107$ ) the separation is near 3-4 A.U for the possible secondary companion.

## 6. PRACTICAL REALISATION

Two optical designs are possible for *Eddicoro*: with a transmissive phase mask (see Fig. 2) and also with a phase mask in reflection (see figure 8). We will see in the section mask manufacturing that phase masks in reflection seem to be more accurate regarding phase error.

Optical Design of *Eddicoro* (see Fig. 8):

### 6.1. DESIGN IN REFLECTION

In this section, we present a possible achromatic phase mask in reflection. We propose (Riaud et al. 2001) manufacture a reflecting phase-mask with a high reflectivity quarter-wave multi-layer system using a stacking with a low and high optical index. The  $\pi$  phase shift between two quadrants is provided by this layers structure for the first pair of quadrants, and the opposite order for the second pair of quadrants. The effect of the achromatic  $\pi$  phase shift can be easily understood if one considers the simple case of two layers. It is known that there is no phase shift

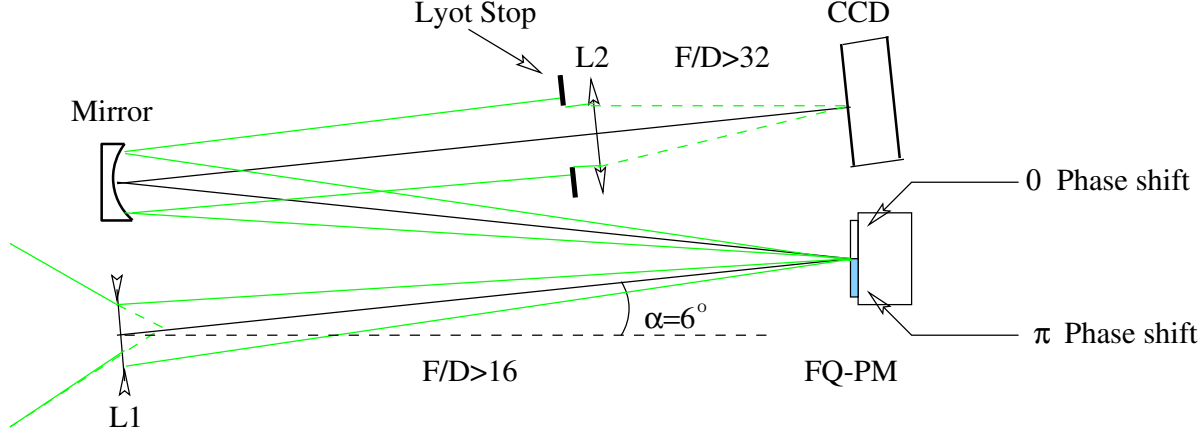


Figure 8. Optical Design of Eddicoro with a reflective phase mask. L1 is the lens providing a good F/D ratio (around 16) for the coronagraph. The mirror image the pupil of the telescope on the Lyot stop. The last lens L2 forms a coronagraphic image on the CCD detector (total length 15-20 cm).

when  $n_1 < n_2$  (the first pair of quadrants) and a  $\pi$  phase shift when  $n_1 > n_2$  for all wavelength (the second pair of quadrants). Two problems appear in this technique. The first reflection on the quarter-wave mirror is a  $\pi$  phase shift. A Broad Band Anti-Reflection Multi-Coating (BBAR-MC) minimizes this effect with a good accuracy ( $2.10^{-3}$  on the intensity). Secondly, the reflective multilayer mirror is not used at normal incidence: the two polarizations undergo different phase shifts and this phase-error increases with the incidence angle. It turns out that the reflective phase-mask must be used close to normal incidence to retain phase errors due to polarization within the phase errors due to imperfect BBAR MC or dispersion effects in the layers. To optimize an achromatic phase-mask in the visible ( $\lambda = 650-720$  nm) as described above we adopt an incidence angle of  $6^\circ$ .

Assuming a central wavelength of 800 nm, the quarter-wave mirror can be made with a high index material  $ZnS$  and a low index material  $YF_3$ . To achieve a high-reflectivity of 99%, 12 layers at least of  $ZnS - YF_3$  must be stacked together.

The BBAR MC is four layers ( mirror /  $ZnS/YF_3/ZnS/YF_3$  / air or  $SiO_2$ ). The figure 9 shows the resulting phase shift for the polarizations s and p in the range 650-720 nm. The phase error is about  $7.10^{-3}$  radian PTV or  $\sigma = 1.4.10^{-3}$  RMS. The reflectivity coefficients are quite good ( $> 99\%$ ), but this simulation is optimistic and does not take into account the scattered light in the layers, and variation of the layers thickness.

## 6.2. DESIGN IN TRANSMISSION

An other achromatic phase mask is possible in transmission. Indeed, for example with two materials, it is possible to play with the difference in dispersion of index of sev-

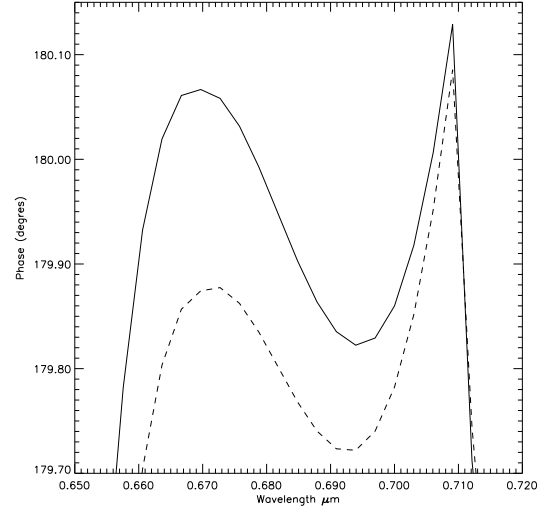


Figure 9. Simulation result for multilayers four quadrants phase-mask. Left: phase shift between two quadrants ( $180^\circ \pm 0.1$  PTV or  $\sigma = 1.4.10^{-3}$  RMS for two polarizations s and p).

eral materials in order to linearize the optical path difference between quadrants with respect to the wavelength, so that the phase is kept constant. We simulate with two dispersive materials the behaviour of the phase shift near  $\pi$  as a function of wavelength. In the following example, we take two SCHOTT glasses LAK22 and LAK9 between  $0.65\mu m - 0.75\mu m$ .

A problem appears in this case: the optical path of the light depends on the arrival angle thus the numerical aperture of the telescope. Here we take  $F/D=16$ , and we obtain a phase error of  $180^\circ \pm 0.33$  PTV or  $\sigma = 3.5.10^{-3}$  RMS.

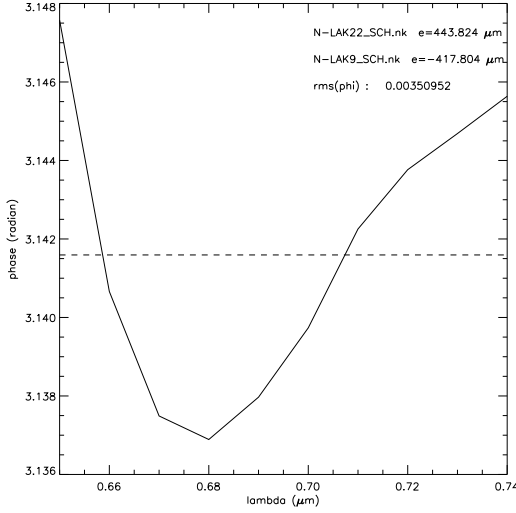


Figure 10. Simulation result for two dispersive materials LAK22 and LAK9 at  $F/D=16$ . The phase shift is  $180^\circ +0.33_{-0.26}$ . PTV or  $\sigma = 3.5 \cdot 10^{-3}$  RMS for a spectral wavelength between  $0.65\mu\text{m} - 0.75\mu\text{m}$ .

## 7. MAIN REQUIREMENTS

Finally, we summarize the main requirements for *Eddicoro*. The coronagraph uses a narrow field of view (maximum  $20'' \times 20''$ ), but for nominal science of *Eddington*, it is interesting to increase the field of view to about  $4^\circ$  in diameter. The achromatic mask and the possibility of fine corrections of pointing errors directly on the phase mask is under study at Meudon Observatory.

Table 2

The diameter minimum is 1.2 meter
Off-axis design for the coronagraph <i>Eddicoro</i>
Field Of View $> 4^\circ$ (seismology and transits science)
Pointing error less than 3 mas RMS
-> Possible fine corrections directly on the phase mask
Surface roughness for each mirrors $\lambda/25$ PTV
-> With $\lambda/25$ PTV the rejection factor is $> 10^5$

## 8. CONCLUSION

We have proposed a stellar coronagraph for *Eddington* based on the four-quadrant mask with a  $\pi$  phase-shift. This device is particularly adapted for a space mission with an off-axis telescope design, because the space telescope would not suffer from atmospheric turbulence. But *Eddicoro* also requires a fine correction of pointing errors directly on the phase mask if the intrinsic pointing error of *Eddington* is too large. *Eddicoro* constitute a strong improvement because the snapshot images of planetary systems gives the full orbital elements.

The *Eddington* mission with *Eddicoro* implementation can be a precursor of TPF/DARWIN projects.

## REFERENCES

- Boccaletti A., Ragazzoni R. & Labeyrie A. 1998, A&A, 338, 106  
 Boccaletti A., Riaud P., Rouan D., 2001, PASP, submitted  
 Labeyrie A. 1995, A&A, 298, 544  
 Mertz L., 1979, Appl Opt, Vol 18 No 24, 4182  
 Mertz L., 1981, Appl Opt, Vol 20 No 20, 1127  
 Riaud P., Boccaletti A., Rouan D., Lemarquis, F., & Labeyrie A., 2001, PASP, 113, 1145  
 Roddier F. & Roddier C., 1997, PASP, 109, 815  
 Rouan D., Riaud P., Boccaletti A., Clénet Y., & Labeyrie A., 2000, PASP, 112, 1479  
 Schneider J., 1999, C.R. Acad. Sci. Paris, 327, Serie II b, 621



# Coronagraphy with 4Q phase mask on the VLT

Daniel Rouan<sup>1</sup>, Pierre Riaud<sup>1,2</sup>, Jacques Baudrand<sup>1</sup>, and François Lacombe<sup>1</sup>

<sup>1</sup> DESPA, Observatoire de Paris-Meudon, 5 pl J. Janssen, F-92195 Meudon, France

<sup>2</sup> LISE, Observatoire de Haute-Provence, F-04870 St Michel l'Observatoire, France

**Abstract.** The high angular resolution provided by adaptive optics allows detailed study of the environment of bright objects such as stars or AGNs, provided that daz-zling by the direct and scattered light from the central source does not become the main limitation. Masking the bright source with a coronagraph is the way to alleviate this problem. Rabbia and Gay (this conference) propose a possible solution. We recently described another concept of faint object coronagraph using a phase mask with 4 quad-rants, which presents an excellent rejection factor, and that can be rather easily made achromatic. We propose to install such a device within the NAOS/CONICA instru-ment. We first examine the properties of this device in terms of rejection gain versus the different factors (residual AO phase error, central obscuration, chromatism). We estimate the performances under different conditions of adaptive optics correction with NAOS/CONICA and of phase errors due to chromatism within the K band. Results of realistic simulations at K show that a gain of 10-12 magnitude is reachable. We finally describe some technical aspects of the mask manufacturing and achromatisation using two dispersive materials, as well as the implementation of the 4QC within CONICA.

## 1 Introduction

The detection of faint extended structures or point-like sources near bright astro-physical objects, such as stars or AGNs, requires both a high angular resolution and a high dynamical range achievable with a dedicated instrument – a coro-nagraph coupled to adaptive optics – that can suppress most of the light from the bright source. A coronagraph with a high dynamic range is a powerful tool in a variety of astrophysical topics that belong to the VLT's science drivers. In stellar physics, one could detect companions like low-mass stars, white or brown dwarves, possibly *young* giant planets and also dust shells around AGB and post-AGB stars, protoplanetary disks, or even the extended counterpart of the accretion disk of young stellar systems. Around AGN, resolving structures that could be signatures of a torus or micro-bars and spiral is also a goal to which one is looking forward. Recently (Rouan et al. 2000, Riaud et al., 2001), we pro-posed a new concept of coronagraph: the Four Quadrant Coronagraph (4QC) which features a transparent mask where the phase, rather than the amplitude is modified (Roddier & Roddier, 1997). The 4QC divides the focal plane in four equal areas centered on the optical axis, with two of them providing a  $\pi$  phase shift. This causes destructive interference to occur inside the geometric pupil area where a Lyot stop is introduced. However, the nulling efficiency is impor-tant only if the Airy pattern is coherent and well centered on the coronagraph :

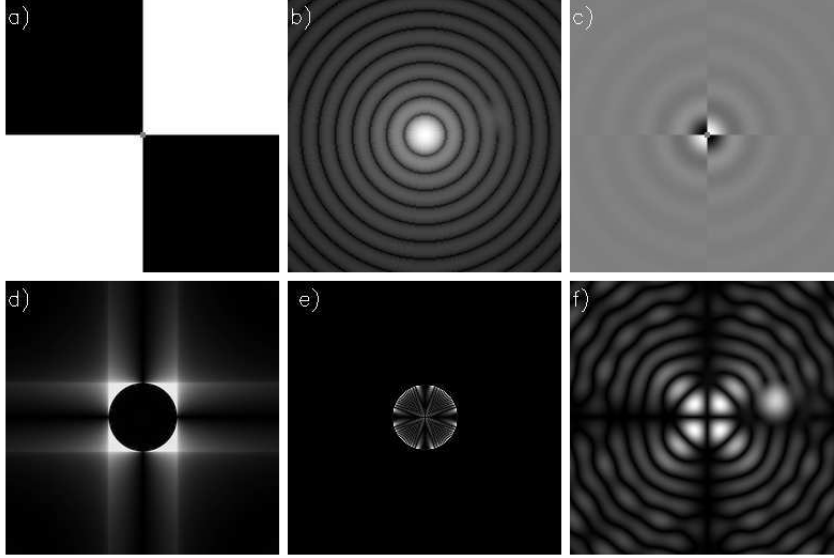
both conditions require a high Strehl ratio that can only be produced by a very efficient Adaptive Optics system such as the NAOS/CONICA instrument on the VLT. Indeed, NAOS/CONICA is likely to provide soon the best Strehl ratio in the world at K (Rousset et al., 2000), and this urged us to study – within the frame of the second generation instrumentation plan for the VLT – a possible improvement of NAOS/CONICA by installing a 4QC within the instrument. This can be done in a rather simple way since no modification of the system is needed : it just requires to mount on one of the free positions of the CONICA’s entrance wheel a small device that can be selected. After a presentation of the principles and basic limits of the 4QC, we examine in the following the practical implementation and the performances one can expect for this new mode of NAOS/CONICA that we propose.

## 2 Principles

In the coronagraph invented by Roddier & Roddier (1997), a transmissive disk-shaped phase-mask (DPMC) in the focal plane provides a  $\pi$  phase-shift on an area of radius  $\approx \lambda/D$ . In the 4QC, instead of a disk, the mask is arranged according to a four-quadrant pattern: two quadrants on one diagonal without phase-shift and the two other quadrants providing a  $\pi$  phase-shift. Provided that the image of the bright star is exactly located at the center of the mask, the four beams combine in a destructive way at infinity and the stellar light is mostly rejected out of the pupil area, with a stronger contribution near the edges. Then a Lyot stop, performing a spatial filtering, is placed in this exit pupil to remove the diffracted starlight. Although corresponding to an ideal case, the simulation of Fig. 1 clearly illustrates the different steps in the light cancellation with the 4QC, and shows the detection of a close companion 15 magnitudes fainter than the star. We have examined the possible implementation in NAOS/CONICA of a 4QC that can advantageously replace the classical Lyot system in term of contrast (up to  $10^4$ ) and of small angular distance reachable (typically  $< 0.8\lambda/D$  vs.  $> 2\lambda/D$ ). Indeed, under atmospheric turbulence partially corrected with an adaptive optics system, the threshold to detect a faint companion is different from the ideal case, becoming rather 10 to 12 in magnitudes contrast in the very close vicinity of the Airy peak, a performance which still outstrip largely the one of a classical Lyot coronagraph.

## 3 Limiting factors, simulations for the VLT

If the gain in nulling can be in principle infinite in the perfect case of a circular pupil and perfect optics, in the real life there are several limits, with mainly three issues. First of all, the atmospheric turbulence that prevents *a)* from having a fully coherent PSF and *b)* from having the PSF constantly and perfectly centered on the mask. Second, the effect of the central obscuration that degrades the nulling performance, and third, the departure from a strict value of  $\pi$  for the phase difference between quadrants. Since an 8m class telescope provides the



**Fig. 1.** Numerical simulation illustrating the principle of the four-quadrant coronagraph. A companion 15 magnitudes fainter (flux ratio of  $10^6$ ) is located  $2.1\lambda/D$  away from the star. The individual images show: **a)** the shape of the phase-mask (white for 0 phase-shift, black for  $\pi$  phase-shift); **b)** the Airy pattern displayed in intensity; **c)** the complex amplitude of the star phase-shifted by the mask; **d)** the exit pupil; **e)** the exit pupil through the Lyot stop (95% of the pupil diameter); **f)** the coronagraphic image where the companion is clearly visible. Images are displayed with non-linear scale.

best angular resolution at K ( $\approx \lambda/D = 55$  mas), we have concentrated our study at this wavelength.

### 3.1 Adaptive optics phase error residuals

The effect of the departure from unity of the Strehl ratio is studied in Rouan et al. (2000) : this parameter relies only on the performances of the AO system. NAOS is now fully assembled and tested and the present performances, as measured in the integration facility at Observatoire de Paris-Meudon, are a SR of 70 % with a  $0.4''$  seeing on 20 min of integration, while rotating. After some tuning and in conditions of excellent seeing, NAOS will likely give a Strehl up to 85 % at K band (Rousset et al. 2000). In the simulations we did, we used a value of 80 % as a realistic estimate.

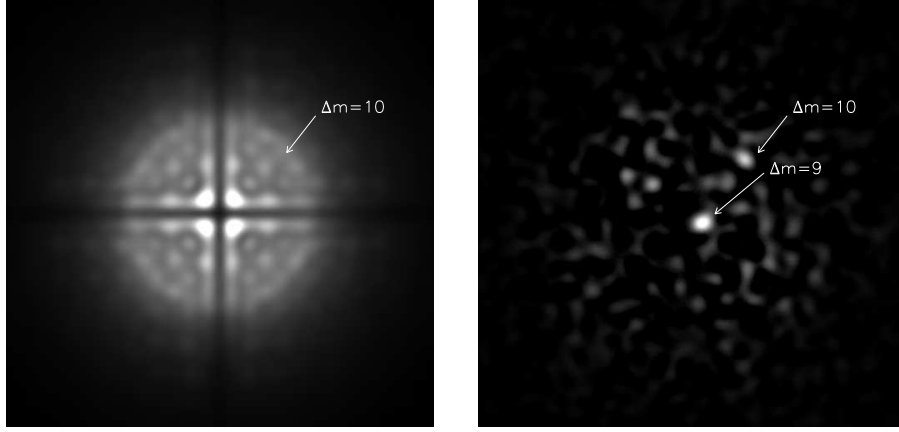
### 3.2 The central obscuration

In Riaud et al. (2001), we examined the degradation introduced by the central obscuration. The Very Large Telescope presents a central obstruction in diam-

eter of 13.6% leading to a degradation of about 5-6 magnitudes of the nulling efficiency.

To model the effects of Strehl and obscuration, we have developed a realistic model. Results are illustrated on Fig. 2a and 2b. They correspond to a telescope with a central obscuration of 13.6% in diameter, a spider with four axes and a very good correction characterized by a median Strehl ratio of 0.80, with however a somewhat fluctuating seeing (on each exposure  $r_0$  and the amplitude of the turbulence are varied according to appropriate statistics). The image is the co-addition of two thousand individual short-exposures. On the final image, we add photons noise plus readout noise  $5 e^-/pixels/frame$  and keep only the non centro-symmetric component by subtracting the opposite quadrants (Rouan et al. 2000).

The simulation reveals clearly the detection of two companions 10 and 9 magnitudes fainter than the central star at a distance of  $3 \lambda/D$  and  $0.6 \lambda/D$  respectively from the star.



**Fig. 2.** Numerical simulation of 2000 coronagraphic frames, obtained under favorable atmospheric seeing (a median Strehl ratio of  $0.80 \pm_{0.30}^{0.10}$ ) including photon noise (total integration of 1 hour on a  $m_k = 6.7$  star with a UT telescope) and read-out noise ( $5e^-/pixel/frame$ ). Two companions 10 and 9 magnitudes fainter than the central star are clearly evidenced at a distance of  $3 \lambda/D$  and  $0.6 \lambda/D$  respectively from the star after subtraction of opposite quadrants

### 3.3 The achromatism of the phase mask

A noticeable point is that the 4QC does not suffer from the difficulty met by the DPMC, where the mask size has to vary in proportion to wavelength (Guyon et al. 1999). However, since the phase shift should not depend on the wavelength, it is not possible to use a simple difference in thickness of the quadrants to make

the  $\pi$  phase shift. Using a stack of several (at least two) dispersive materials is a way to solve the problem by playing on the linear term in the dependance of the optical path difference vs wavelength (Mieremet et al., 2001). We examined the possibility to manufacture achromatized masks in transmission using two materials only. In the following table, we show different couples of materials that fulfill – for full K band ( $2 - 2.5\mu m$ ) – the condition  $\sigma^2(\phi) < \epsilon$ , where  $\epsilon$  corresponds to the practical limit imposed by turbulence. The stability of the phase on the whole K-band is illustrated on Fig. 3

Materials	phase error (RMS)	Nulling efficiency in K band
AgCl / KBr	$\sigma = 3.7.10^{-3}$	$N \leq 150000$
MgF <sub>2</sub> / BaF <sub>2</sub>	$\sigma = 5.8.10^{-3}$	$N \leq 60000$
CaF <sub>2</sub> / LiF	$\sigma = 6.2.10^{-3}$	$N \leq 51000$
CaF <sub>2</sub> / BaF <sub>2</sub>	$\sigma = 6.6.10^{-3}$	$N \leq 45000$
CaF <sub>2</sub> / ZnS	$\sigma = 1.9.10^{-2}$	$N \leq 5500$
ZnSe / ZnS	$\sigma = 6.1.10^{-2}$	$N \leq 550$

Now, we must also take into account the numerical aperture of the telescope, since the depth of field ( $f_{number}^2 \times \lambda$ ) must be larger than the thickness of the mask. In the following table, we show acceptable combinations for F/D=12.75

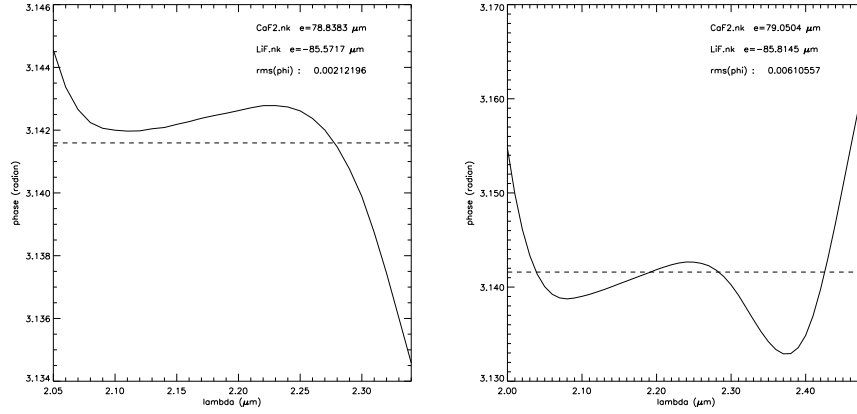
Materials	phase error (RMS)	Nulling efficiency	spectral coverage	F/D
CaF <sub>2</sub> / SiO <sub>2</sub> (Infrasil)	$\sigma = 6.2.10^{-3}$	$N \leq 52000$	$2.05 - 2.35 \mu m$	12.75
CaF <sub>2</sub> / SiO <sub>2</sub> (Infrasil)	$\sigma = 1.7.10^{-2}$	$N \leq 7000$	$2 - 2.5 \mu m$	12.75
CaF <sub>2</sub> / LiF	$\sigma = 6.7.10^{-3}$	$N \leq 45000$	$2.05 - 2.35 \mu m$	12.75
CaF <sub>2</sub> / LiF	$\sigma = 1.7.10^{-2}$	$N \leq 7000$	$2 - 2.5 \mu m$	12.75

## 4 Practical implementation

The installation of a 4QC in CONICA should be straightforward : *a*) CONICA features an entrance wheel which allows to select focal plane masks : the 4Q phase mask, a transmission device of a few millimeters in diameter, can be easily mounted on this wheel and selected when appropriate ; *b*) it already exists a cold Lyot stop that will perform the light suppression at the pupil level.

## 5 Conclusion

We propose to install a stellar coronagraph on NAOS/CONICA. It is based on a new design using a four-quadrant phase mask with a  $\pi$  phase-shift on one diagonal. This design hugely improves the rejection of the light of the on-axis star, compared to classical Lyot coronagraph. We investigated the loss of cancellation



**Fig. 3.** Achromatic phase mask in transmission in K band with two dispersive elements : either CaF<sub>2</sub> and LiF or CaF<sub>2</sub> and SiO<sub>2</sub>).

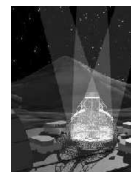
with respect to several parameters (corrected atmospheric turbulence, central obstruction, chromatism) in order to have an evaluation of the performances of this device if implemented in NAOS/CONICA. We show that the 4QC is able to reach a star/companion ratio of  $10^{-4}$ . We give a solution to achromatize the phase-shift, using two dispersive materials with the conclusion that the departure from achromatism is not the actual limitation of the coronagraph performances which are rather set by the residual phase errors after AO correction. An experiment is currently in progress to test a phase mask at the Paris-Meudon Observatory.

## References

1. Guyon O., Roddier C., et al.: *PASP*, **111**, 1321,(1999)
2. Micremet A. L., Braat J., Bokhove H., Ravel K., SPIE, in press (2001)
3. Riaud P., Boccaletti A., Rouan D., Lemarquis F. & Labeyrie A.: *PASP* in press
4. Roddier F., Roddier C.:*PASP* **109** , 815, (1997)
5. Rouan D., Riaud P., Boccaletti A., Clénet Y. & Labeyrie A.: *PASP* **112**, 1479, (2000)
6. Rousset G., Lacombe F., Puget P., Gendron E., Arsenault R. & al.:*Proc. SPIE*, Vol **4007**, 72, (2000)

# Four Quadrants Phase Mask Coronagraphy on large telescopes

Venice 2001  
Beyond  
Conventional  
Adaptive  
Optics



D. Rouan<sup>a</sup>, P. Riaud<sup>a,b</sup>, J. Baudrand<sup>a</sup>

<sup>a</sup>DESPA Observatoire de Paris, 5 pl J. Place Janssen, Meudon, France

<sup>b</sup>LISE, Observatoire de Haute-Provence, St Michel l'Observatoire, France

## ABSTRACT

Adaptive optics coupled to a coronagraph can be a unique tool to study the close environment of bright objects such as stars or AGNs, especially on large telescope where the achievable angular resolution becomes extremely high (25 mas). We describe a new concept of stellar coronagraph using a phase mask at the focal plane. The mask features four quadrants, each suffering a phase shift of  $\pi$  with respect to its neighbors. This coronagraph (4QC) presents an excellent rejection rate, a good capacity to detect asymmetric sources such as a faint companion, a good behavior with respect to residual tip-tilt errors, at least on simulations, and can be rather easily made achromatic. We examine the different properties of this device in terms of rejection rate (we show that it could in principle be infinite for a fully circular pupil), as well as the main sources of limitations introduced by the atmosphere, the pupil shape and the chromatic dependency of the phase shift. We estimate the performances under different conditions of adaptive optics correction and of other perturbations of the phase. Practical solutions for the manufacturing of the phase mask device (in transmission or in reflection) are presented with the corresponding estimates of performance. Instruments that could be equipped with this device are currently under study for very large telescopes : NAOS/CONICA on the VLT, or the MIRCам camera on the future NGST (5-30  $\mu\text{m}$ ). We describe some specific technical aspects of those two instruments : manufacturing and optimization of the phase mask achromatism. We give some preliminary evaluations of the expected performances and of the scientific capabilities, with emphasis on exoplanets detection which appears feasible with MIRCам on the NGST, at a contrast of  $10^{-6}$ .

## 1. INTRODUCTION

Coronagraphy is essential for detecting faint structures or companions around bright point sources. A coronagraph with a high dynamic range is a powerful tool in a variety of astrophysical topics that are among the top drivers of today's observational programs in astronomy. In stellar physics, one could detect companions like low-mass stars, white or brown dwarves, possibly *young* giant planets and also dust shells around AGB and post-AGB stars, protoplanetary disks, or even the extended counterpart of the accretion disk of young stellar systems. Around AGN, resolving structures that could be signatures of a torus or micro-bars and spiral is also a goal to which one is looking forward. Finally, the imaging of extrasolar planets is certainly one of the most challenging programs that requires extremely effective coronagraphy. Several new concepts of coronagraphs have recently been proposed : they all belong to a same family where the phase, rather than the amplitude is modified. In fact the amplitude is split in 2 parts, with a  $\pi$  phase shift applied to one of them, so that a destructive interference is obtained for a bright on-axis source, while a slightly off-axis source is transmitted normally. This is true provided the PSF is coherent and is well centered on the coronagraph. A high Strehl ratio produced by a very efficient Adaptive Optics system is thus a key condition for obtaining a high rejection rate. One year ago, we proposed a new concept of coronagraph that belongs to this family. We detail in the following some characteristics of this device and show the results of preliminary studies conducted in view to install this type of coronagraph on instruments already existing (NAOS/CONICA on VLT) or to come (MIRCам on NGST).

---

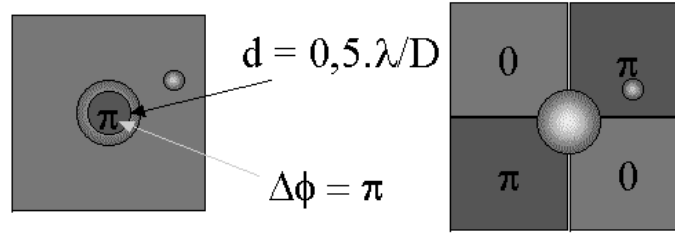
Further author information: (Send correspondence to D. Rouan)

D. Rouan: E-mail: daniel.rouan@obspm.fr

## 2. PRINCIPLES

Roddier and Roddier (1997) proposed first the idea of a stellar coronagraph with a mask in the focal plane that uses phase rather than amplitude modification. The design of the coronagraph is a small transparent disk of diameter  $0.5\lambda/D$  ( $D$  is telescope diameter) that produces a phase shift of  $\pi$  and which is put at the focal plane. Sooner, Gay & Rabbia (1996) had proposed another concept (CIA) using a similar idea, but where the  $\pi$  phase shift is done on one of the arm of a Michelson interferometer. The solution we proposed recently (Rouan et al. 2000) has more resemblance with Roddier's concept, but the design of the focal mask is a genuine one, with, instead of a disk, four quadrants, two of them (on a diagonal) producing a  $\pi$  phase shift. Fig. 1 illustrates the two designs. In both cases, the principle is the same : because of a destructive interference the light from the bright source centered on the mask cancels out ; this is possible because the amplitude has been split into two equal parts, one of them suffering a change of sign (due to the  $\pi$  phase shift). Any companion or structure which is not centered on the mask does not suffer a significant nulling and is transmitted with practically no attenuation.

There are several conditions for producing a good nulling : *a)* the PSF must be as coherent as possible *b)* the PSF must be centered on the mask as precisely as possible. Both conditions mean that, on a ground-based telescope, an excellent adaptive optics system is mandatory. One important advantage of the 4QC is that the geometry of the mask is not dependent on the wavelength ( $d = 0.5\lambda/D$  in Roddier's mask), a first step towards achromaticity. There is another advantage : the fact that the companion, one is looking for, can be very close from the bright object, provided it is not situated on one of the lines of separation between quadrants : in practice an angular distance as close as  $0.8 \lambda/D$  can be reached.



**Figure 1.** Phase masks design for the coronagraph ; left : by Roddier and Roddier (1997) ; right : by Rouan et al. (2000) ; the dark grey area is for the  $\pi$  phase shift area, while the large and small half-spheres symbolize respectively a bright object at center of the mask and a faint companion slightly apart.

A third advantage is the very efficient factor of rejection provided by the 4QC. Indeed, in principle it can be infinite for a circular pupil, as we show now. In the focal plane the amplitude is described by

$a(x, y) = \text{Airy}(x, y) \times FQ(x, y)$ , where  $FQ(x, y) = \text{Sign}(x) \times \text{Sign}(y)$

In the pupil plane the amplitude is then given by the Fourier transform :

$$w(u, v) = FT[\text{Airy}(x, y)] \star FT[FQ(x, y)], \text{ or } w(u, v) = \text{pupil}(u, v) \star (uv)^{-1}$$

Fig. 2 illustrates the convolution of the last equation. One can already check that nulling must be rather good if one notes that the function  $(uv)^{-1}$  is not very far from a set of four delta Dirac function, one at each corner of a small square, with two of them having a negative sign. If this was the case, the integral on the surface of the pupil of the convolution operation would then clearly cancel out, even at a peripheral location. For a circular pupil without any obstruction, nulling is indeed perfect, as nicely proven by Jean Gay (Observatoire de Nice) and reproduced below with his permission.

Using :  $x = \rho \cos(\theta)$  and  $y = \rho \sin(\theta)$ , the last equation becomes

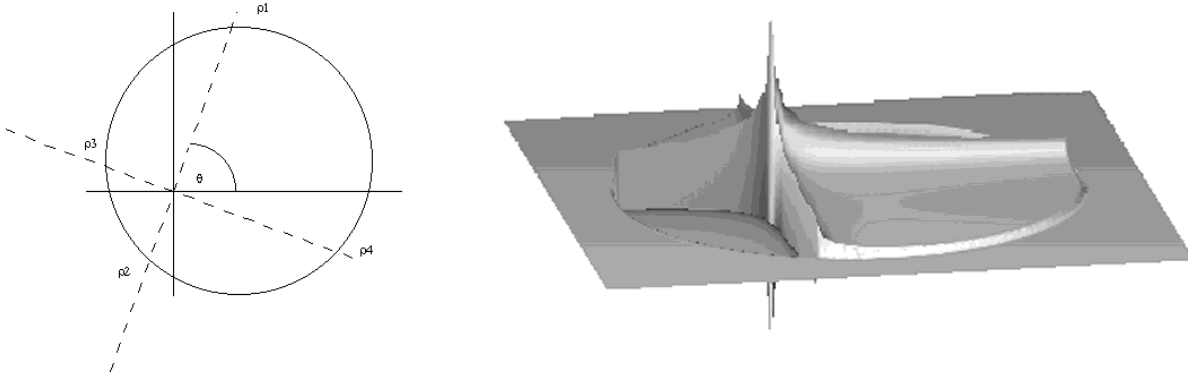
$$w(u, v) = \int_0^{2\pi} [(\sin(2\theta))^{-1} \int_0^r \rho^{-2} \rho d\rho] d\theta$$

$$w(u, v) = \int_0^{2\pi} (\sin(2\theta))^{-1} \ln[(\rho_1 \times \rho_2)/(\rho_3 \times \rho_4)] d\theta$$

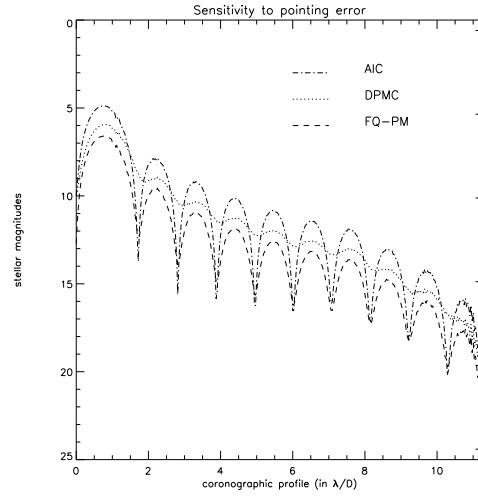
where  $\rho_1, \rho_2, \rho_3$  and  $\rho_4$  are described on Fig. 2. At this point, one can use a classical result of geometry which states that the product  $\rho_1 \times \rho_2$  ( the power of a point vs a circle) is a constant. This means that

$(\rho_1 \times \rho_2)/(\rho_3 \times \rho_4) = 1$  and thus that the  $\ln()$  and finally the integral cancels out. It becomes then clear that if there is a central obstruction, or if the pupil is not circular, nulling is no longer perfect (however, one note that an elliptic pupil can be coupled to an elliptical 4Q mask to still produce a perfect nulling...).





**Figure 2.** 2D (left) and 3D representation of the convolution of the function  $1/xy$  with the pupil, that gives the amplitude in the pupil plane : the fact that nulling is efficient on a large fraction of the pupil appears rather clearly since the two pairs of opposite peaks cancel out mutually.

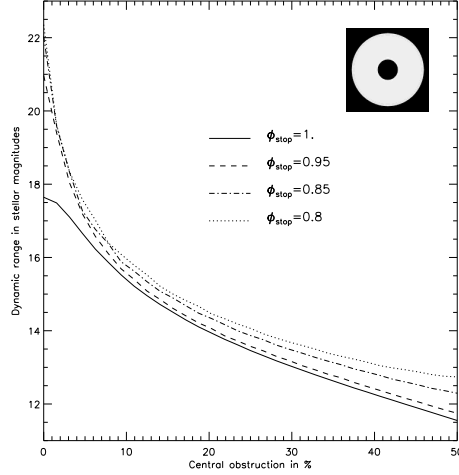


**Figure 3.** Simulation of the PSF profile that is expected with the 4QC when used behind a good adaptive optics system providing a strehl ratio of typically 0.8 : the residual tip-tilt error is the cause of a very strong loss of nulling capability, but still the performance is much better than with a classical Lyot coronagraph. The brightness is given on magnitude scale.

### 3. LIMITATIONS AND RESULTS OF SIMULATION

If the gain in nulling can be in principle infinite in the perfect case of a circular pupil and perfect optics, in the real life, there are several limits, with mainly three enemies to struggle against. Enemy number 1 is atmospheric turbulence that prevents a) from having a fully coherent PSF ; b) from having the PSF constantly and perfectly centered on the mask. Fig. 3 shows the PSF profile obtained with three different types of interferometric coronagraphs, including the 4Q one, when a rather good correction by an adaptive optics system is simulated : clearly, the loss in nulling performances is important, with respect to quasi-perfect nulling that the CIA (Gay & Rabbia, 1996) or the 4QC (Rouan et al. 2000, Riaud et al. 2001) are able to provide in perfect conditions ; however the gain is still an important one, with respect to a classical Lyot coronagraph.

Enemy number 2 is the central obstruction of the pupil that prevents from a perfect cancellation of the integral in the convolution operation, as shown above. Fig. 4 illustrates the loss of gain versus the importance of central obscuration, in terms of the global nulling efficiency. For 30% of obscuration, a degradation of the



**Figure 4.** Effect of the central obscuration on the nulling degradation : the nulling efficiency (in magnitude) is plotted vs the fraction of the pupil diameter used by the central obstruction and for various Lyot stop diameter (in unit of the pupil size). The upper-right corner shows the Lyot stop shape.

nulling efficiency of about 7 magnitudes can be noted. A clear message that can be sent to anyone wishing to detect extrasolar planets using coronagraphy is : *go to space and use an off-axis telescope*.

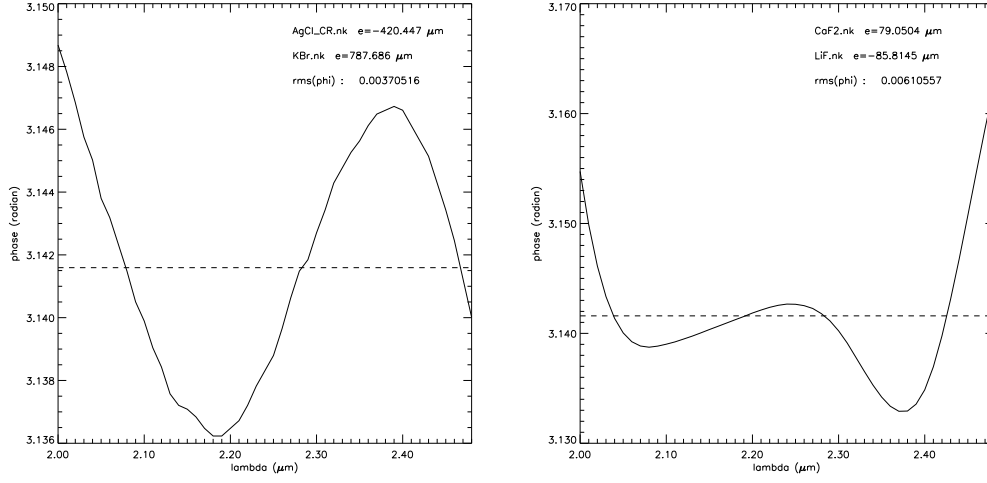
A third enemy is the departure from  $\pi$  for the phase difference between quadrants. This can be easily evaluated using a Fresnel vectorial construction. One shows that the intensity of the resulting wave is  $0.25 \epsilon$ , where  $\epsilon$  is the variance of the residual phase difference (in radians), estimated on the bandwidth of the observation. This means that if one wishes to reach, for instance, a nulling efficiency of  $10^4$ , then the departure of the  $\pi$  phase shift must not exceed 1 degree typically.

Finally, we stress that a very important gain brought by coronagraphy, not specifically the 4QC, is due to the symmetry of the residual speckle pattern when averaged on a sufficiently long time. This can be shown by simply developing the term  $\exp(j\phi)$  with respect to  $\phi$ , when  $\phi$  is small, which is the case after coronagraphy has played its role. Thanks to this symmetry, a huge improvement in the detection of any faint non-symmetric feature, such as a companion, is obtained by subtracting to the final image, the same image rotated of  $180^\circ$ . Several magnitudes in contrast can then be obtained.

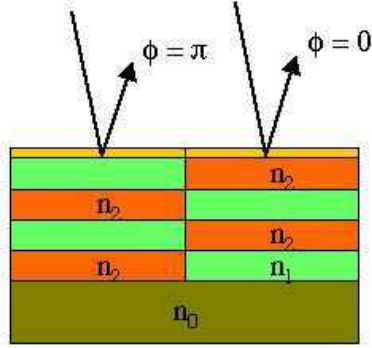
#### 4. PRACTICAL REALISATION

When dealing with a monochromatic device, the manufacturing of the phase mask is quite straightforward: one just has to make a step of thickness  $\lambda/2n$  in a transparent substrate of index  $n$  at wavelength  $\lambda_0$ . An achromatic  $\pi$  phase shift is a more complex question but several solutions do exist. The first one, is to play with the difference in the dispersion of index of several materials, in order to linearize the optical path difference between quadrants with respect to the wavelength, so that the phase is kept constant. Practically, one will stack several plates with different thickness, so that the optical path difference between quadrants,  $\delta = \sum (n_i - 1) e_i$ , can be expressed as  $a_0 + a_1 \lambda + a_2 \lambda^2 + \dots$ . Thickness are chosen so that  $a_0 = 0$ ,  $a_1 = 0.5$  and  $a_i \approx 0$  for  $i \geq 2$ . In this case, the maximum nulling efficiency is given by  $N = 2/\sigma^2$  with  $\sigma$  the rms error on the phase shift.

A second solution is to make a reflective device. Assume for a while that a reflection occurs at a diopter between two materials of index  $n_1$  and  $n_2$  : if  $n_1 > n_2$ , then there is indeed a phase shift of  $\pi$  after the reflection, while in the reverse case there is no phase shift. This is true, whatever the wavelength is, so that this property opens the door to a perfectly achromatic  $\pi$  phase shifter. This is about what happens in the solution that we propose, but using multilayers with thickness  $\lambda/4$  largely improves the overall reflectivity that, otherwise, would depends on the index ratio of the two materials. Fig. 6 illustrates the principle of such a reflective mask. An excellent achromaticity can be obtained.

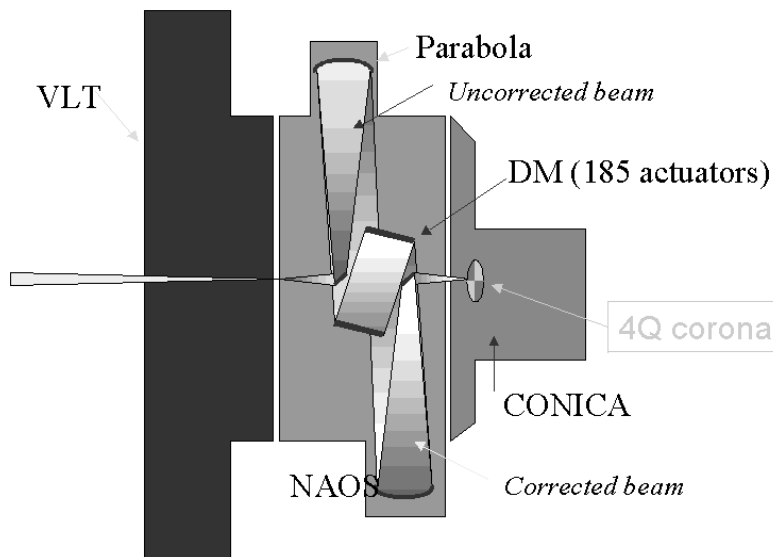


**Figure 5.** Achromatic phase mask in transmission in K band with two dispersive elements.  
 Left: AgCl and KBr, the phase shift is  $180^\circ \pm 0.4$  PTV or  $\sigma = 3.7 \cdot 10^{-3}$  RMS.  
 Right: CaF<sub>2</sub> and LiF the phase shift is  $180^\circ \pm 1.1$  PTV or  $\sigma = 6.1 \cdot 10^{-3}$  RMS.



**Figure 6.** Achromatic phase mask in reflection using stack of quarter-wave layers with two materials.

Materials	phase error (RMS)	Nulling efficiency in K band
AgCl / KBr	$\sigma = 3.7 \cdot 10^{-3}$	$N \leq 150000$
MgF <sub>2</sub> / BaF <sub>2</sub>	$\sigma = 5.8 \cdot 10^{-3}$	$N \leq 60000$
CaF <sub>2</sub> / LiF	$\sigma = 6.2 \cdot 10^{-3}$	$N \leq 51000$



**Figure 7.** Scheme of the implementation of the 4Q in the NAOS/CONICA instrument. The transmission achromatic phase mask is easily mounted on the CONICA entrance wheel

## 5. A CORONAGRAPH FOR NAOS/CONICA ON THE VLT

NAOS is the adaptive optics system of the ESO VLT-UT4 (Rousset et al. 2000). CONICA is the infrared camera that will receive the corrected image. NAOS is presently in the final phase of testing at the integration facility in CNRS-Bellevue, near Observatoire de Meudon and the present performances are such that a Strehl ratio of 70% is obtained during 20 min integrations while the system is rotating (Nasmyth field rotation). After some tuning and when the seeing will be very good, we expect that NAOS will give a Strehl up to 85 % at K band. If we remind that an 8m class telescope provides a superb angular resolution of  $\lambda/D = 55$  mas at K, then installing a 4Q coronagraph on NAOS/CONICA appears thus extremely promising. A proposal has been done to ESO to implement such a device on NAOS/CONICA and it has been favorably welcomed. The 4QC can be easily mounted on CONICA entrance wheel, provided it is of the transmission type.

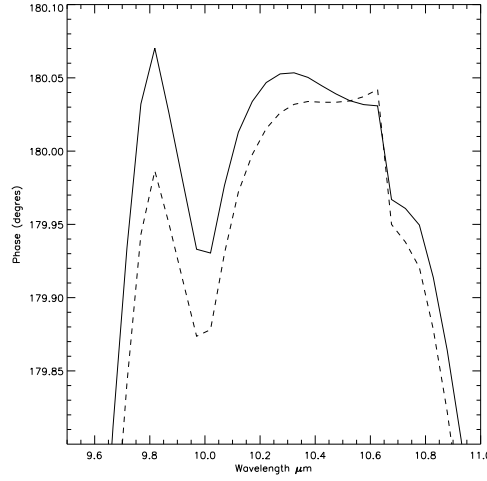
The achromatism is not too difficult to obtain for the whole K band. The Figure 5 shows an example of achromatic transmission phase mask with two dispersive materials (here AgCl and KBr) ; other couples are possible also for full K band ( $2 - 2.5\mu\text{m}$ ) : for instance, the couple  $\text{CaF}_2$  and LiF is a good compromise between a good residual phase error ( $\sigma = 6.2 \cdot 10^{-3}$ ) and feasibility. The installation of a 4QC in CONICA should be straightforward : *a)* CONICA features an entrance wheel which allows to select focal plane masks : the 4Q phase mask, a transmission device of a few millimeters in diameter, can be easily mounted on this wheel and selected when appropriate ; *b)* it already exists a cold Lyot stop in CONICA that will perform the light suppression at the pupil level.

## 6. MIRCAM ON THE NGST

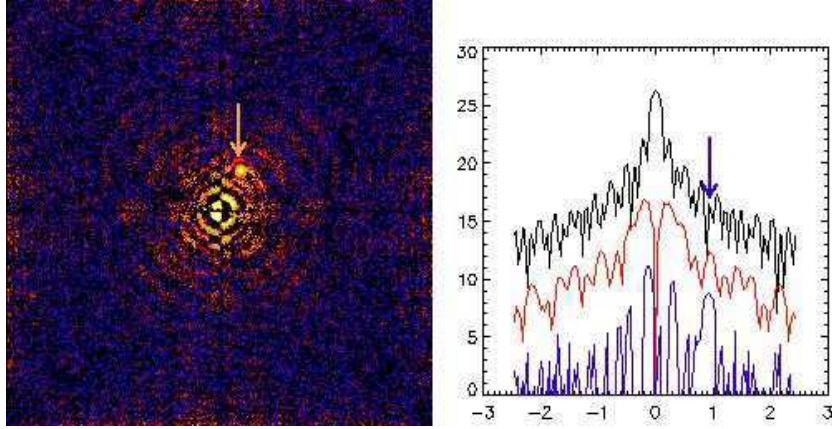
The New Generation Space Telescope will be launched around 2008-2010. The present optical design features a six meters deployable telescope at  $F/D=17$ , with diffraction limited performances at  $2.2\mu\text{m}$ . MIRCAM, a camera in thermal infrared, is a joint US/european contribution to the NGST instrumentation. It has been specified for a wavelength range 5 to  $28.3\mu\text{m}$  and should be equipped with a coronagraph. 4Q coronagraphy is actually in study in the french MIRCAM consortium. This coronagraph can replace advantageously the classical Lyot disk in terms of contrast (up to  $10^4$ ) and small angular distance ( $< 0.8\lambda/D$  vs.  $> 3\lambda/D$ ). Two problems have to be considered : *a)* the central obscuration and the significant departure from circularity of the pupil because of the deployable capability ; *b)* the achromaticity of the  $\pi$  phase shift on broad-band filters between 5 and  $30\mu\text{m}$ . Fortunately, the lack of atmosphere reduces largely the problem of residual phase errors on the PSF shape and centering. Our simulations show that the complicated daisy-like shape of the primary mirror reduces significantly the nulling efficiency and will require a cold Lyot stop specifically designed. We have also studied the possibility to diaphragm the pupil in order to recover a circular – albeit smaller – pupil, but there is then rather a loss in global performance.

As regards achromatism, between 5 to  $12\mu\text{m}$ , several solutions do exist. For example, we show on Fig. 7 the phase shift on a  $1.3\mu\text{m}$  bandpass for a reflective phase mask made of ZnSe/YF3 multi-layers (wide band

anti-reflection coating) on a ZnSe plate. Multi-layers solutions are possible for shorter wavelength, and the MIRCcam focal plane wheel can receive several achromatic masks for the different spectral filters. Solutions with a transmission mask made using two dispersive elements are also available for thermal infrared, but the residual phase is somewhat larger than with a reflective phase mask (factor of three to ten). For example, with a couple of dispersive materials  $\text{MgF}_2$  and  $\text{BaF}_2$  and for spectral bandwidth between 6 to 8  $\mu\text{m}$ , we obtain an error phase of  $\sigma = 6.2.10^{-3}$ . In the long wavelength range (20-30  $\mu\text{m}$ ), transmission mask could be the only possibility, but it still gives a rejection of  $3.10^{-5}$  which is largely sufficient with respect to other sources of phase disturbance. Practical considerations will guide the final choice. Overall, the nulling efficiency we predict is about 50000 around 10  $\mu\text{m}$ . We show on Fig. 9 the result of a simulated detection, with the NGST MIRCcam equipped with a 4QC, of a very faint companion around a bright star ; the contrast is  $10^{-6}$ , i.e. the one expected at 10  $\mu\text{m}$  between the Earth or Jupiter and the Sun. The separation is 0.8 arcsec, i.e. the separation of Jupiter seen from 6 pc.



**Figure 8.** Computed phase shift of a multilayers (20 layers with ZnSe and  $\text{YF}_3$ ) four quadrants phase-mask. The phase shift between two quadrants is  $180^{\circ+0.075}_{-0.2}$  PTV or  $\sigma = 1.4.10^{-3}$  rms for two polarizations s and p and a 1.3  $\mu\text{m}$  spectral bandwidth.



**Figure 9.** Simulation of the detection with the NGST mid-IR camera of a companion around a very bright star, with a contrast companion/star of  $10^{-6}$ . Two hours of integration have been simulated. The expected pointing error (10 mas) of the NGST was introduced, as well as the photon noise. On the left the image revealing the companion results from the subtraction of the centro-symmetric image. On the right, cuts of different PSF are compared in units of magnitudes ; top: without coronagraph ; middle : raw image with 4Q coronagraph ; bottom : image with the 4Q coronagraph and after subtraction of the same image rotated of 180 deg.

## 7. CONCLUSION

We propose a new design of stellar coronagraph using a sectorized phase-mask. It features four quadrants (or 8), with a  $\pi$  phase-shift between quadrants. Compared to classical Lyot coronagraph, it hugely improves the rejection of the light of any on-axis pointlike source, without affecting the light from nearby off-axis sources. In fact, in the ideal case of an obscuration-free and circular pupil, we show that the rejection is in principle total. This coronagraph is well adapted for the detection of faint objects (disks, low-mass companions) around bright star or small scale structures in the environment of AGNs. It can replace advantageously the classical Lyot coronagraph in many instruments. A very good centering of the PSF on the mask and a good stability are required. The main limitation in performance is the residual phase error due to atmospheric turbulence on the ground and the pointing errors in space, but apparently – on simulations –, the 4QC behaves better than other phase coronagraphs. Other limitations of the rejection factor come from the departure from a circular pupil and from the chromatic dependence of the phase shift when a broad-band filter is used. Regarding this last question, it appears that the 4QC can be made more easily achromatic (the mask size does not depend on the wavelength) than Roddier's phase mask.

On the ground, in reasonably good situation of seeing ( $0.3''$ - $0.8''$ ), the gain is still excellent when combined with a good adaptive optics system and reach 8 to 12 magnitudes for an angular separation between  $0.8$ - $3 \lambda/D$ , depending on the quality of the correction.

As regards manufacturing of a broad-band achromatic 4QC, two designs have been studied : one with a stack of transmissive materials and one in reflection with multi-layers. Good performances are predicted in both cases. We finally have studied the possibility to integrate such a coronagraph in future instruments of the VLT and of the NGST. We first examine the proposal to equip the VLT NAOS/CONICA adaptive optics system with a 4QC in transmission. Using stacks of two materials ( $\text{CaF}_2$  and  $\text{LiF}$  for instance) we can design a phase mask that does meet the requirement of achromaticity in the whole K band. Because of its very small size, the mask can be easily installed on the entrance wheel of CONICA. A typical contrast of 8 to 12 magnitudes can be obtained. We also consider to put a 4QC on the NGST mid-IR camera ( $5$ - $30 \mu\text{m}$ ) : despite the pupil is not obscuration-free and has a complex pattern because of the requirement to be deployable, there is a large gain expected due to the lack of atmospheric disturbance. The two designs of the mask are possible in the thermal infrared, with balanced advantages. Simulations show that *detection of an extrasolar planet  $10^{-6}$  times fainter than its star would be possible.*

Laboratory tests on a monochromatic and an achromatic phase masks are currently started at Observatoire de Paris-Meudon.

## REFERENCES

- Baudoz P., Rabbia Y., & Gay J. "Achromatic interfero coronagraphy I" *A&AS* **141**, 319-329, 2000
- Gay J. & Rabbia Y., "Principe d'un coronographe interferentiel"  
*CR. Acad. Sci. Paris, t.* **332**, Serie II b, p. 265-271, 1996
- Riaud P., Boccaletti A., Rouan D., Lemarquis F., & Labeyrie A.  
"The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. II. Simulations", *PASP* **113**, 1145-1154, 2001
- Roddier F., Roddier C., "Stellar coronagraph with phase mask" *PASP* **109**, 815-820, 1997
- Rouan D., Riaud P., Boccaletti A., Clénet Y. & Labeyrie A.  
"The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle", *PASP* **112**, 1479-1486, 2000
- Rousset G., Lacombe F., Puget P., Gendron E., Arsenault R. & al., *Proc. SPIE*, Vol **4007**, 72, 2000

## **CORONAGRAPHY ON GROUND-BASED AND SPACE TELESCOPES WITH 4-QUADRANTS PHASE MASK**

P. Riaud<sup>1</sup>, D. Rouan<sup>2</sup> and J. Baudrand<sup>3</sup>

### **Abstract**

We describe a new type of coronagraph, using a four quadrant binary phase mask  $(0, \pi)$  covering the full field of view at the focal plane. The destructive interference of the coherent light of an on-axis source produces a very efficient nulling (in principle light cancels out totally when the pupil is filled and circular). We describe possible solutions for a reflective or transmissive achromatic mask for broad-band observations. In practice, a good nulling requires a large Strehl ratio. On a ground-based telescope, a very efficient Adaptive Optics system is a key condition ; we give results of simulations of a 4QC that could be implemented on NAOS/CONICA, the adaptive optics of VLT : a companion at 30 mas, with  $\Delta K = 9$  could be detected. In space, the capability of the 4QC is very promising regarding the detection of exo-planets because there is no speckle noise and phase errors are small. With the mid-IR camera MIRCam onboard the NGST currently under study, detection of a planet with a contrast  $10^{-6}$  appears feasible.

### **1 Introduction**

The detection of faint extended or point-like sources near bright astrophysical objects requires both a high angular resolution and a high dynamic range. This is achievable by associating adaptive optics and a coronagraph blocking most of the light from the bright source. Such an instrument is a powerful tool in a variety of astrophysical topics : white or brown dwarves companions, accretion disk, environment of AGN. Another important goal is obviously the direct detection of exo-planets. The four quadrants phase mask described here is a novel solution that appears very efficient and rather easy to install in an imaging instrument.

---

<sup>1</sup> DESPA/LESIA Observatoire de Paris, 5 pl J. Place Janssen, Meudon, France  
& LISE, Observatoire de Haute-Provence, St Michel l'Observatoire, France

<sup>2</sup> DESPA/LESIA Observatoire de Paris, 5 pl J. Place Janssen, Meudon, France

<sup>3</sup> DESPA/LESIA Observatoire de Paris, 5 pl J. Place Janssen, Meudon, France



## 2 Principles

Gay & Rabbia (1996) proposed the first concept of a stellar phase coronagraph (as opposed to the classical amplitude coronagraph of Lyot), using a  $\pi$  phase shift on one of the arm of a Michelson interferometer. Roddier and Roddier (1997) proposed then the idea of a stellar coronagraph with a mask in the focal plane. The design of their coronagraph is a small transparent disk of diameter  $0.5\lambda/D$  ( $D$  is telescope diameter) that produces a phase shift of  $\pi$  and which is put at the focal plane. In our four quadrants coronagraph (4QC hereafter), two quadrants on one diagonal are without phase-shift and the two other quadrants experience a  $\pi$  phase-shift (Rouan et al., 2000, Riaud et al., 2001). The light from the bright source exactly centered on the mask cancels out. This is possible because the amplitude has been split into two equal parts, one of them suffering a change of sign (due to the  $\pi$  phase shift) : a destructive interference occurs then inside the geometric pupil area (an appropriate Lyot stop is therefore required to block most of the diffracted starlight). Any companion or structure which is not centered on the mask does not suffer any significant nulling and is transmitted with practically no attenuation. To improve very significantly (up to 6 magnitudes) the rejection of the remaining stellar light, most of the residual speckle pattern which is centrosymmetric – in case of a very good correction – can be removed by subtracting the same image rotated of  $180^\circ$ . Achromatisation of the  $\pi$  phase shift is one problem to solve for the 4QC. Abe et al. (2001, this conference) proposed a possible solution. We examine below more compact solutions.

## 3 Simulations of projected implementations

If the gain in nulling can be in principle infinite in the perfect case of a circular filled pupil and perfect optics, in the real life, there are several limits. For a ground-based instrument, the contribution of turbulent atmospheric tip-tilt dominates : a very efficient adaptive optics system is mandatory. For a space telescope, limits come from the pupil shape (petals on NGST for example), and surface roughness.

### 3.1 A 4QC on NAOS/CONICA (VLT)

Installing a 4QC on the NAOS/CONICA VLT adaptive optics system (Rousset et al. 2000) appears attractive, because *a*) NAOS will give a Strehl up to 85 % at K band in excellent conditions of seeing ; *b*) the Very Large Telescope presents a small central obstruction (13.6% in diameter) ; *c*) a compact phase mask can be easily mounted on the CONICA entrance wheel. We designed an achromatic phase mask using dispersive materials. The idea is to play with the thickness and difference in dispersion of index of two materials (one per quadrant) in order to linearize the optical path difference between quadrants with respect to the wavelength, so that the phase is kept constant. We obtain  $\sum (n - 1) \cdot \Delta e \approx \lambda/2$  for all wavelengths in the bandwidth of K with e.g.  $\text{CaF}_2$  and  $\text{LiF}$ . We investigated the effect of atmospheric phase disturbance on such an implementation. Random phase

screens corrected with an adaptive optics system have been generated across the pupil using a modified Kolmogorov spectrum (exponent of low spatial frequencies is set at a constant small value up to a cut-off frequency defined by the inter-actuators spacing). Short exposures are co-added to provide the long exposure coronagraphic image. The simulation shown on Fig. 1 reveals clearly the detection of two companions 10 and 9 magnitudes fainter than the central star at a distance of  $3 \lambda/D$  and  $0.6 \lambda/D$  respectively from the star.

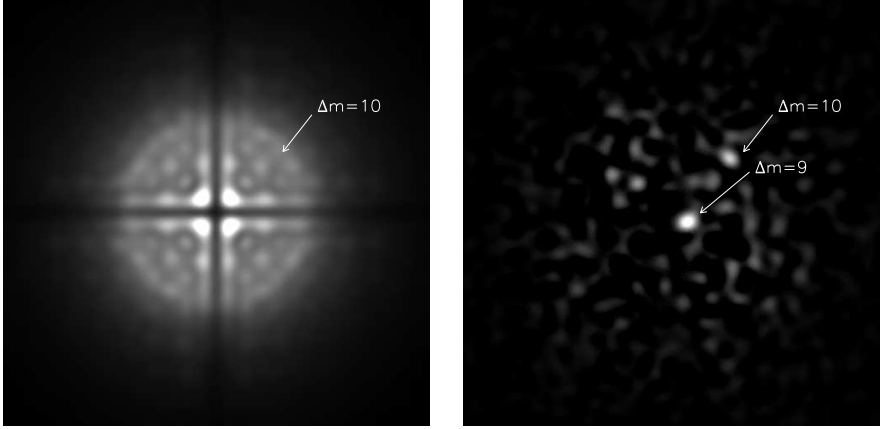
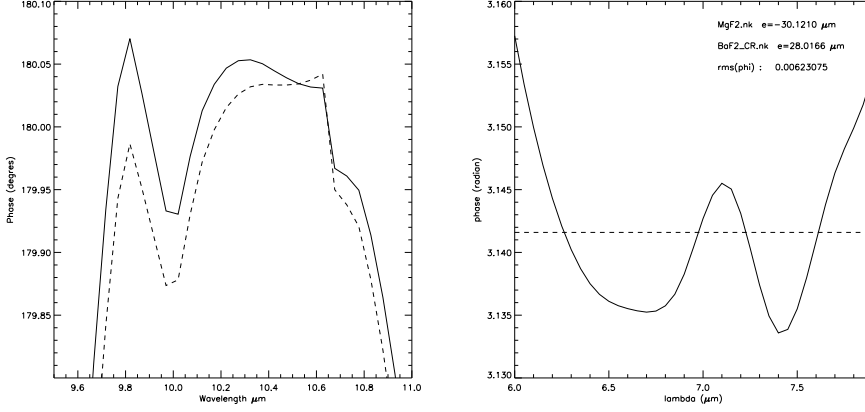


Fig. 1. Numerical simulation of 2000 coronagraphic frames, obtained under favorable atmospheric seeing (a median Strehl ratio of  $0.80 \pm_{0.30}^{0.10}$ ) including photon noise (total integration of 1 hour on a  $m_k = 6.7$  star with a UT telescope) and read-out noise (5e-/pixel/frame). Two companions 10 and 9 magnitudes fainter than the central star are clearly evidenced at a distance of  $3 \lambda/D$  and  $0.6 \lambda/D$  respectively from the star after subtraction of opposite quadrants

### 3.2 A 4QC implementation on the NGST MIRC*am*

A 4QC is envisioned by the french team studying the mid-IR camera of the NGST. This coronagraph can replace advantageously a classical Lyot disk in term of contrast (up to  $10^4$ ) and weak angular distance ( $< 0.8 \lambda/D$  vs.  $> 3 \lambda/D$ ). Between 5 to  $20 \mu m$ , some achromatic solutions do exist, either with reflective or transmissive masks. For example, we show on the Fig. 2 a multi-layers reflective phase mask deposited on a ZnSe plate for a  $1.3 \mu m$  bandpass filter at  $10 \mu m$ . A wheel can receive several achromatic masks in the different spectral bandwidths. Solutions with dispersive elements are also available for thermal infrared. For example, with the couple  $MgF_2 / BaF_2$ , we obtain an error phase of  $\sigma = 6.2 \cdot 10^{-3}$  rms for the spectral bandwidth 6 to  $8 \mu m$ . The overall nulling factor is about 50 000 for the NGST at these wavelengths, allowing the detection of a planet with a contrast of  $10^{-6}$  at a few  $\lambda/D$ . A demonstration experiment is currently in progress at the

Paris-Meudon Observatory in the visible and later at IR wavelengths.



**Fig. 2.** Left: computed phase shift with a multilayers (20 layers with ZnSe and YF<sub>3</sub>) four quadrants phase-mask. The phase shift between two quadrants is  $180^{+0.075}_{-0.2}$  PTV or  $\sigma = 1.4 \cdot 10^{-3}$  RMS for two polarization s and p and  $1.3 \mu\text{m}$  of spectral bandwidth. Right: Predicted phase shift for a transmissive phase-mask at  $7 \mu\text{m}$ , with two dispersive plates in MgF<sub>2</sub> and BaF<sub>2</sub>. The phase shift is  $180^{+0.88}_{-0.5}$ , or  $\sigma = 6.2 \cdot 10^{-3}$  RMS

#### 4 Conclusion

We have proposed a new design of stellar coronagraph based on a four-quadrants phase mask with a  $\pi$  phase-shift on one diagonal. This design is very efficient to reject the light of any on-axis point like source. We showed that it exists solutions to achromatize the phase-shift, either in transmission with two dispersive materials or in reflection with multi-layers. We have simulated performances for ground-based or space telescopes : predictions for such a coronagraph on the VLT and the NGST show that a direct detection of a companion (planet ?) could be possible with a contrast of respectively  $3 \cdot 10^{-5}$  and  $10^{-6}$ .

#### References

- Abe L., Vakili F., Boccaletti A., A&A 374, 1161, 2001
- Gay J. & Rabbia Y., *CR. Acad. Sci. Paris, t. 332*, Serie II b, p. 265-271, 1996
- Riaud P., Boccaletti A., Rouan D., Lemaquis F. & Labeyrie A. 2001, PASP 113, 1145
- Roddier F., Roddier C. 1997, PASP 109, 815
- Rouan D., Riaud P., Boccaletti A., Clénet Y. & Labeyrie A. 2000, PASP ,112, 1479,
- Rousset G., Lacombe F., Puget P., Gendron E., Arsenault R. *et al.* 2000 .Proc. SPIE, Vol 4007, 72

# The Hypertelescope and scientific drivers

P. Riaud <sup>1,2</sup>, S. Gillet <sup>2</sup>, A. Labeyrie <sup>2</sup>,  
A. Boccaletti <sup>4</sup>, J. Schneider <sup>3</sup>, D. Rouan <sup>1</sup>,  
J. Baudrand <sup>1</sup>, L. Arnold <sup>5</sup>, V. Borkowski <sup>2</sup> and O. Lardière <sup>2</sup>

<sup>1</sup> DESPA/LESIA Observatoire de Meudon, France

<sup>2</sup> LISE, Observatoire de Haute-Provence & Collège de France, France

<sup>3</sup> LUTH, Observatoire de Meudon, France

<sup>4</sup> GPS, CalTech, Pasadenas, California

<sup>5</sup> OHP, Observatoire de Haute-Provence

## Abstract:

An optical architecture, allowing direct high-resolution imaging with full luminosity, based on “densified-pupil multi-element imaging interferometers” (Labeyrie 1996), also called Hypertelescopes, is presented. Two possible configurations are studied for ground-based versions:

- 1- a variant of the Optical Very Large Array concept, called OVLA-HT, has several tens or more (a hundred) moving telescopes arrayed across 100 m - 10 km for example, and
- 2- CARLINA, a diluted spherical mirror, has fixed elements arrayed in a natural cavity much like the Arecibo radio-telescope, above which are suspended stabilized focal optics.

In the latter case, the collecting surface is comparable to the CELT and OWL telescopes, thus providing a similar limiting magnitude with a significantly increased angular resolution.

Finally, the Hypertelescope concept seems to be an alternative to a nulling interferometer with direct imaging and a coronagraphic Four-Quadrant Phase-Mask implementation. In the presence of background emission, this optical scheme provides better contrast than Bracewell nulling. In this case, the exposure time to detect faint companions is cut by with a factor of the order of 50, possibly more. We suggest it as an alternative to the DARWIN design for TPF.

## 1 Introduction

The first uses of interferometry first by Fizeau in the nineteen century and then by Michelson in 1921 consisted of measuring fringe visibility for determinating stellar diameters. In the sixties, radioastronomers developed interferometers and the related data analysis for image reconstruction and deconvolution. Optical interferometry is much more difficult, two telescopes were not succesfully recombined until 1974 (Labeyrie 1975). This was followed by the development of “closure phase” techniques (Baldwin et al. 1986) for image reconstruction using three telescopes on separate baselines. This latter solution provides images but only with great effort. In 1996, (Labeyrie 1996) described

the possibility of making snapshot images with an interferometer: the densified pupil technique. This is done to the detriment of the field of view, but it yields the largest unaliased field possible for a given array. The pupil densified interferometer, also called a “Hypertelescope”, will provide direct imaging with long baselines and with the addition of a coronagraphic device will provide the possibility of detecting exo-planets.

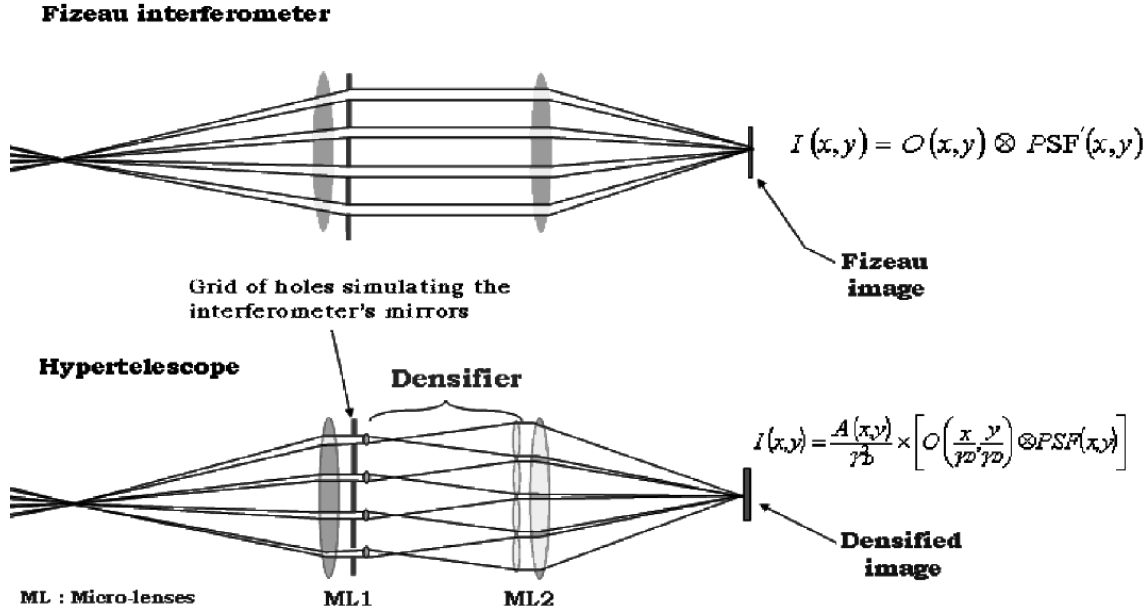


Figure 1: Hypertelescope principle. Top diagram : a classical Fizeau recombination. There is convolution relationship between the object ( $O(x,y)$ ) and point spread functions ( $PSF'(x,y)$  and  $PSF(x,y)$ ). It is possible to recover the object information afterwards (Tallon et Tallon-Bosc 1992) but direct imaging can become difficult. bottom diagram : pupil densification using two grids of microlenses. Note that the Airy function of the sub-apertures ( $A(x,y)$ ) limits the field of the convolution between object and PSF.

## 2 Hypertelescope concept

With classical recombination (Fizeau, Michelson) and associated techniques like “closure phase”, it is important with large baselines to have many sub-apertures possibly using Earth rotation synthesis to cover the  $u,v$  plane. But the limiting magnitude is compromised because we must reconstruct the object from all the baselines. Fizeau recombination is possible with all sub-apertures, but the flux is diluted in the “peak forest” and only the central white peak is usable. For a given number of primary mirrors, the problem increases  $\approx B^2$  with the baseline’s length  $B$ . In the limit of high dilution the Fizeau recombinaison yields a useless image. This effect has been called the “golden rule” (Traub 1986), the phenomena seems to inexorably compromise direct, high resolution imagery.

The Hypertelescope concept proposes to densify the entrance pupil to create a pseudo-monolithic pupil. This device concentrates more flux in the central white peak by a factor ten to thousand according to the degree of dilution of the sub-apertures but, as mentioned this comes at the cost of a reduced field of view.

A Hypertelescope or a densified pupil can be described as an imaging interferometer where the relative size of the entrance sub-apertures are optically increased. In the two following figures, we show the comparison between Fizeau and densified pupil recombination. It must be noted that Hypertelescope imaging loses the classical convolution relation between object and a point spread function (PSF) (see the two equations associated with Fig. 1). The image after densification is a pseudo-convolution of the object with a PSF. The PSF considered is have just the Fourier transform of the pattern of sub-pupil centers.

Let us consider a diluted array mirrors forming a giant aperture. In front of a lens, this array behaves like a diffraction grating. A white light point source generates a central white peak surrounded radially by dispersed images. If the separation between two adjacent mirrors is much larger than the mirror's size, the increased number of dispersed peaks and their diminished intensity become critical (Fig. 2).

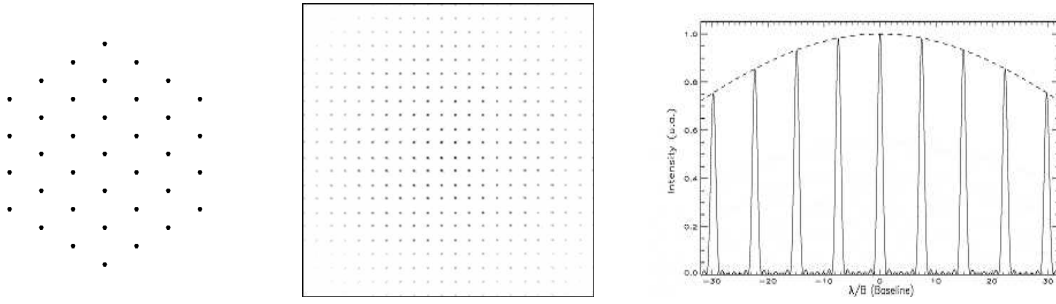


Figure 2: Left : The diluted pupil formed by an array of 37 sub-apertures. Center : numerical simulation of the monochromatic image of a point source with this diluted array. Right : image profile of a Fizeau image. The intensity of the secondary peaks decreases very slowly.

In contrast, by introducing a pupil densification, the central Airy disk can be considerably shrunk (Fig.3).

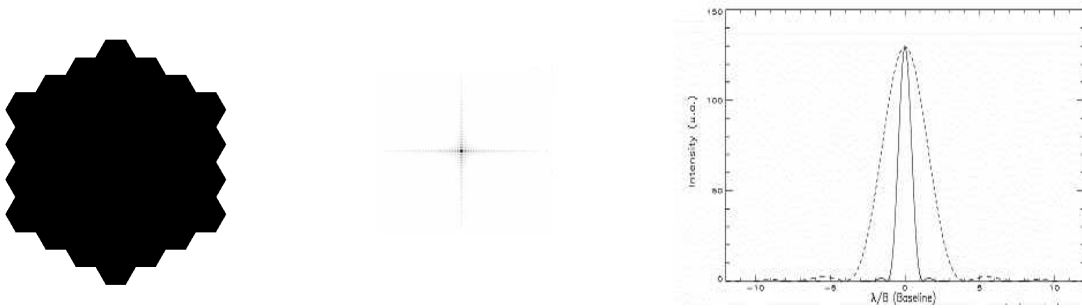


Figure 3: Left : Fully densified pupil obtained from 37 hexagonal sub-apertures. Center : numerical simulation of the monochromatic image of a point source with the densified array. Right : image profile. The central peak's intensity is relatively increased but at the detriment of the field of view which is considerably reduced. The dashed line is the sub-aperture's Airy disk after densification. Note, the intensities scales in Fig 2 and 3 on the same scale.

This narrow field of view is called the zero order field (ZOF), because this field contains the white peaks. It is limited by the first dispersed peaks around the central order. The high order field (HOF) is the field outside the ZOF. When a star moves off axis, a dispersed peak begins to appear at the opposite edge of the Airy disk. As the star reaches the ZOF boundary, the dispersed peak approaches

the center of the Airy pattern. In all these cases higher order dispersed peaks are seen in the HOF. Thus, any point source outside the ZOF is still imaged through its dispersed peak (see Fig.4).

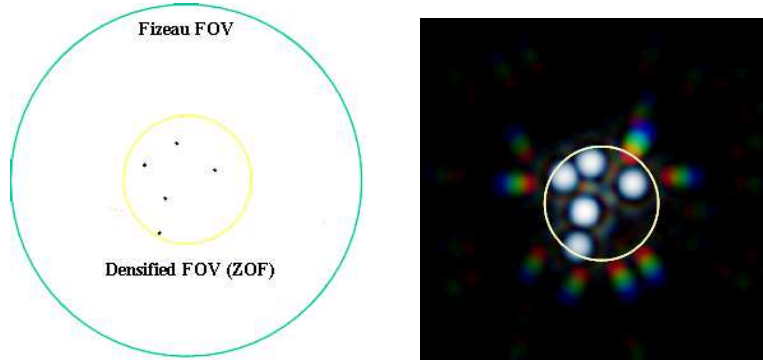


Figure 4: Left : 5 stars observed in the ZOF and nothing in the HOF. Right : the corresponding images through an Hypertelescope : the image of the central star is a white peak but stars just outside the ZOF have dispersed images which appear as less intense colored images in the ZOF.

But here is a critical point : in this case, if the number of point sources in the whole field is greater than  $\pi N$  the number of resolved elements in the ZOF, where  $N$  is the amount of primary segmented mirrors, the contrast is lost and the image becomes confused (see Fig. 5). This number varies from  $2N$  for a square periodic array, through  $\pi N$  for an hexagonal periodic array (such as the Keck example) to  $N(N-1)/2$  for a non-redundant array. The last number indeed corresponds to the number of the speckles appearing across the ZOF. In the last case, the point spread function of the interferometer no longer contains one interference peak but many.

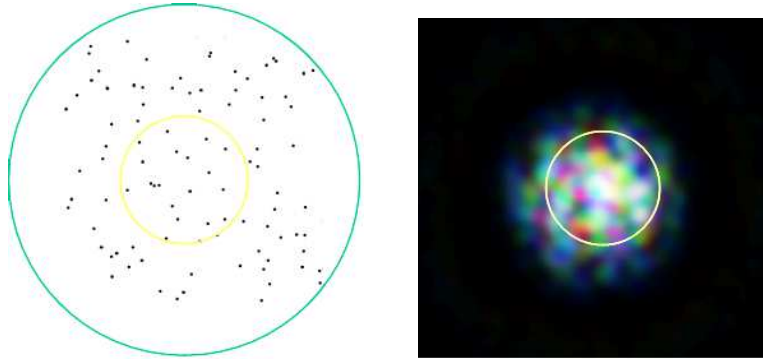


Figure 5: Left : 100 stars observed, which 20 sources inside the ZOF and 80 outside. Right : the image is confused, due to the presence of many stars in the High Order Field.

Once again, this image confusion may be avoided if a minimum number of mirrors is used: for a given collecting area, many small mirrors are preferable to a few big ones. This architecture increases the field of view. An important advantage is also achieved if adaptive optics corrections are applied to each sub-apertures. If the mirror diameters are reduced to about one to three  $r_0$  (the Fried parameter), we obtain good imaging from each sub-aperture (Strehl Ratio  $> 50\%$ ) with only piston and tip-tilt corrections. The high order aberration correction is then not necessary to provide direct imaging with a Hypertelescope.

## 2.1 Snapshot imaging

Pupil densification optimizes the (u,v) coverage of any interferometer and provides direct imaging capability in a narrow field of view (the ZOF). With respect to Fizeau imaging the intensity gain is proportional to the square of the dilution of the interferometer. With sub-aperture diameters of about one meter and baselines of a hundred meters, the gain is  $\approx 10^4$  compared to conventional Fizeau recombination.

In Fig.6, we show laboratory results with two arrays of microlenses fabricated by F. Gex and D. Horville at Paris Observatory (Gillet et al. 2002 in preparation). In our laboratory, we have simulated in white light an example of several sources inside and outside the ZOF. The results are in perfect agreement with theory in terms of flux concentration and field of view.



Figure 6: An example of laboratory results with two artificial stars in the ZOF. The two white peaks are visible, together with colored dispersed peaks at the edge of ZOF. The image has been printed at  $\gamma=0.25$  for clarity.

## 2.2 Implementing a Coronagraphic mode

All of the above techniques apply as well to the infrared. Using a combination of interferometry, imaging techniques and coronagraphy, an image of a solar system located 5 to 25 pc away can be formed in the thermal IR. We found that a snapshot imaging interferometer outperforms a Bracewell-type nulling interferometer in the search for exo-planets. We describe here, numerical simulations that have been performed with a new version of the phase-mask coronagraph which is more easily made achromatic than the original design (Roddier & Roddier 1997). This Four Quadrant Phase Mask (FQPM) improves significantly the detection threshold and no longer requires reference star subtraction (Rouan et al. 2000, Riaud et al. 2001a). In this new design, two quadrants on one diagonal are without phase-shift and the two other quadrants introduce  $\pi$  phase-shifts. The light from a bright source exactly centered on the mask cancels out. This is possible because the amplitude has been split into two equal parts, one of them suffering a change of sign (due to the  $\pi$  phase shift) : destructive interference occurs then inside the geometric pupil area (an appropriate Lyot stop is therefore required to block most of the diffracted starlight). Any companion or structure which is not centered on the mask does not suffer any significant nulling and is transmitted with practically no attenuation. In the Fig. 7, we show an example with a VLT-UT telescope.

Our longer terms goal is to apply these techniques to NGST and TPF. The FQPM, being a phase mask, provides exact  $\pi$  phase shifts at only one wavelength. Instruments like TPF require achromatic phase masks a much more complex question. Fortunately, several solutions exist. Specifically, a FQPM is being studied as part of one design for the mid-IR camera of NGST. This coronagraph has advantages over a classical Lyot disk in terms of contrast (up to  $10^4$ ) and smaller angular separation ( $< 0.8\lambda/D$  vs.  $> 3\lambda/D$ ). Between 5 to 20  $\mu m$ , some achromatic solutions exist, either with reflective



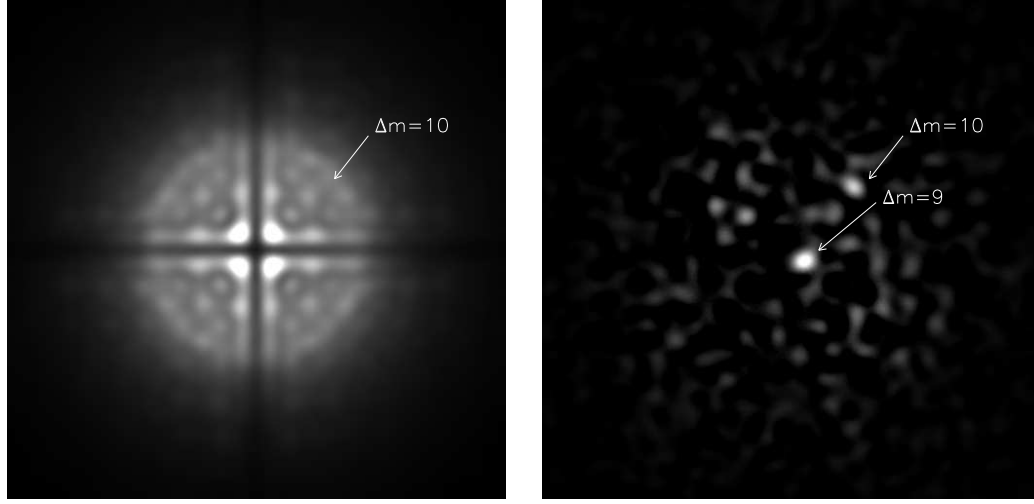


Figure 7: Numerical simulation of 2000 coronagraphic frames, obtained under favorable atmospheric seeing (a median Strehl ratio of  $0.80 \pm_{0.30}^{0.10}$ ) including photon noise (total integration of 1 hour on a  $m_k = 6.7$  star with a VLT-UT telescope) and read-out noise (5e-/pixel/frame). Two companions 10 and 9 magnitudes fainter than the central star are clearly evidenced at a distance of  $3 \lambda/D$  and  $0.6 \lambda/D$  respectively from the star after subtraction of opposite quadrants. The level of detection is respectively  $6 \sigma$  and  $15 \sigma$ .

or transmissive masks. For example, we show in Fig.8 a multi-layer reflective phase mask deposited on a ZnSe plate for a  $1.3 \mu m$  bandpass filter at  $10 \mu m$ , and right, a solution with a transmissive phase mask between 6 to  $8 \mu m$  is already available. The NGST study of FQPM appears directly usable for a Hypertelescope version of TPF (Riaud et al. 2001b).

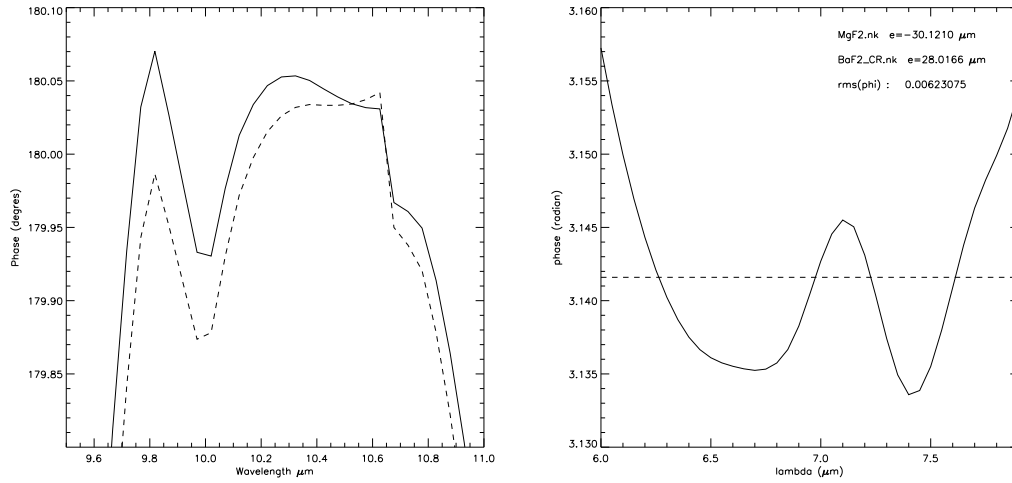


Figure 8: Left: computed phase shift with a multilayered (20 layers with ZnSe and  $YF_3$ ) four quadrant phase-mask. The phase shift between two quadrants is  $180^\circ \pm_{-0.2}^{+0.075}$  PTV or  $\sigma = 1.4 \cdot 10^{-3}$  RMS for two polarizations s and p with a  $1.3 \mu m$  of spectral bandwidth. Right: Predicted phase shift for a transmissive phase-mask at  $7 \mu m$ , with two dispersive plates of  $MgF_2$  and  $BaF_2$ . The phase shift is  $180^\circ \pm_{-0.5}^{+0.88}$ , or  $\sigma = 6.2 \cdot 10^{-3}$  RMS.

### 3 Ground-Based projects

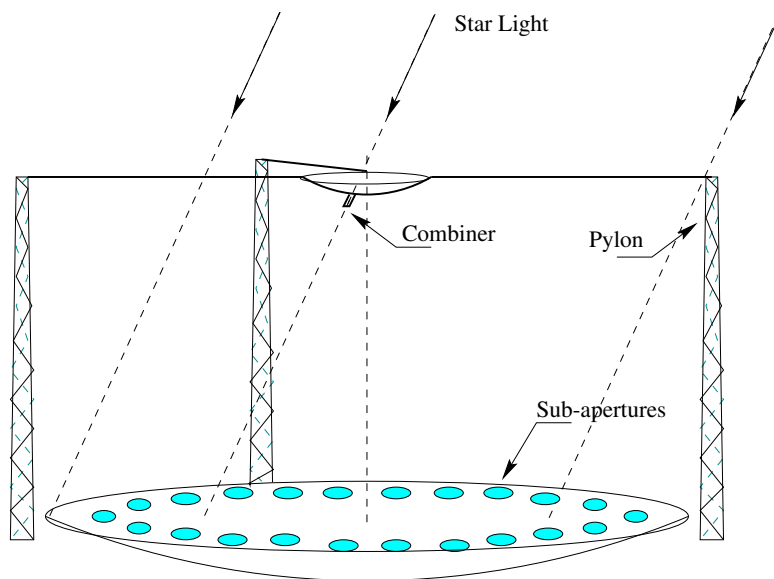
Two ground-based versions of Hypertelescopes are currently under investigation. The first one is the OVLA (Optical Very Large Array) project : up to dozens mobile telescopes concentrate the star's light which is recombined in a central focal station. In order to maintain equal optical paths, the telescopes move during the observation. The OVLA design requires a flat site of up to 10 km, with 100 m minimum: some Bolivian salt lakes may be suitable (see Fig.9). In the beam combining station it is necessary to have small delay lines (a few millimeters to compensate dynamical errors) to cophase all sub-apertures. Indeed, it appears difficult to move all telescopes with a precision near a micrometer, but millimetric precision is expected. In the latter case, initial cophasing can be achieved using narrow band filters to increase coherence length beyond the telescope tracking error.



Figure 9: Artist view for Optical Very Large Array;

We can see different telescopes with 1.5 m mirror diameter in the "boule" mount (Mourard et al. 1994). In the center of the image the central focal station. Each beams passes across the atmosphere directly with less atmospheric perturbation if the size of beams are lower than  $r_0$ .

The CARLINA optical scheme does direct recombination with fixed sub-apertures on a 20-300 meter dilute spherical surface (see Fig.10). One focal combiner with a corrector for spherical aberration and coma induced by the primary mirror is suspended above the array. Guiding is accomplished by moving the densifier optics along the focal surface. This architecture is highly extensible: one can start with few telescopes (six for example) and then add sub-apertures to increase the magnitude limit and field of view. This concept provides the same high dynamic range and high resolution as the OVLA. We will see in the following section that this scheme is easily scaled to a space mission such as TPF or DARWIN.



CARLINA: Arecibo-like telescope

Figure 10: Pylon based version of CARLINA where the dish may reach a few hundred meters in size and the effective apertures would be a maximum of 40% instantaneously.

## 4 The Hypertelescope version of TPF

We have proposed an alternative to a Bracewell nulling interferometer. This solution uses densified pupil imaging with FQPM coronagraphic implementation to cancel the central star. The optical design works in the thermal infra-red between  $5\text{-}16\ \mu\text{m}$  (greater than  $16\ \mu\text{m}$ , the optical components are more difficult to optimize) and also in the visible ( $0.6\text{-}0.9\ \mu\text{m}$ ). This interferometer is in theory faster than the classical Bracewell scheme (Boccaletti et al. 2000, Riaud et al. 2002, Labeyrie et al. 2002 in preparation).

### 4.1 Configuration

The configuration of the interferometer is 37 free-flying telescopes forming a diluted spherical primary driven by solar sails or fixed on a deployable structure. The diameter of the sub-apertures is about sixty centimeters or more and a baseline of eighty meters will allow detection of Earth-like planets to the nearby star with ten hours exposure times (see Riaud et al. 2002). The focal station includes an aberration corrector, a densified pupil and a FQPM coronagraphic mask for star attenuation. Also, the focal station can include low-order adaptive optics (piston and tip-tilt corrections) if the telescopes are on the deployable structure. In the case of free-flyers, it is possible to cophase sub-apertures with three solar sails (see Labeyrie et al. 2002 in preparation).

Ideally, we can use three spectral channels to achieve the scientific program:

- $5\text{-}20\ \mu\text{m}$ : coronagraphic imager with a low-resolution spectrograph ( $R \approx 100$ ) for detection and planetary atmosphere characterization ( $\text{CH}_4$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ )
- $1\text{-}5\ \mu\text{m}$ : coronagraphic imager with a spectrograph for general astrophysics and also exo-planets characterization ( $\text{CH}_4$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ )

- 0.6-0.9  $\mu m$ : High angular resolution program, and a search for signs of biological activity ( $H_2O, O_2$ ) and may be a chlorophyll signature (Arnold et al. 2002)

Three configurations are possible with seven, nineteen and thirty seven telescopes. The number of telescopes increases the field of view (the size of the ZOF), but also worsens the problem of metrology with many sub-apertures. We use only configuration with spherical primaries to avoid delay lines, and the aberration corrector can be used with an off-axis design for no central obscuration (this condition is important to have the best coronagraphic performance). A fixed baseline of about eighty meters in diameter is optimal (Riaud et al. 2002). Variable baselines are possible, but then we must reconfigure the interferometer before each observation. This latter option, is the default configuration for a nulling interferometer such as DARWIN. The variable baseline appears more difficult to realize in terms of metrology.

## 4.2 Detectivity Gains with a Hypertelescope

The Hypertelescope provides snapshot imaging, this particularity is the central issue in discriminating a planet's peak from most Zodiacal and Exo-Zodiacal emission collected by the sub-apertures. This separation is not available in the Bracewell nulling interferometer. In the hexagonal configuration, the planet contrast improves at best by  $\pi N$ , if the star is well occulted (if the coronagraphic gain is greater than  $10^5$ ). A densified imaging interferometer provides a large sensitivity gain of order 50, possibly more in the exposure time depending on the spectral type of the observed star. After the initial paper (Boccaletti et al. 2000), a more detailed analysis is presented in a following article (Riaud et al. 2002), which also includes a discussion of the FQPM implementation for starlight cancellation.

## 5 Conclusions

The Hypertelescope scheme optimizes interferometric observation. Direct imaging is provided in the unaliased ZOF. The images are available for spectroscopic and coronagraphic implementations with a focal mask such as the FQPM or the Aperture Square Apodizer (Nisenson & Papaliolios 2001).

With a Four-Quadrant Phase-Mask, the detection of Earth-like planets in the thermal infra-red with a Hypertelescope in space promises to be faster than a Bracewell scheme (i.e a DARWIN configuration) by factor of fifty or more. This configuration has been proposed for the TPF project and the study is on-going in collaboration with Boeing/SVS team. The study of the FQPM is on-going at DESPA in Meudon Observatory.

## Acknowledgements

The authors wish to thank Deane Peterson for useful discussions and a careful reading of this article.

## References

- Baldwin J.E., Haniff C.A., Mackay C.D., & Warner P.J., 1986, *Nature*, 320, 595  
 Boccaletti A., Riaud P., Moutou C. & Labeyrie A., 2000, *Icarus*, 145 vol 2, 628  
 Boccaletti A., Riaud P., Rouan D., 2001, *PASP*, submitted  
 Gillet S., Boccaletti A., Riaud P., Arnold L., Lardière O. & Labeyrie A., 2001, *CR. Acad. Sci. Paris t. 2, Serie IV*, p. 27

Léger A., Mariotti J.M., Mennesson B., Ollivier M., Puget J.L, Rouan D., & Schneider J. 1996, *Icarus* 123, 249  
 Labeyrie A. 1975, *ApJ* 196, L71  
 Labeyrie A. 1996, *A&AS* 118, 517  
 Labeyrie A. 1999, In: Cargèse summer school “Planets Outside the Solar System: Theory and Observations”, J.M. Mariotti and D. Alloin Eds., NATO ASI vol. 532, 261  
 Mourard D. et al. 1994, *A&A* 283, 705  
 Nisenson P. & Papaliolios C. 2001, *ApJ* 548, L201  
 Pedretti E. & Labeyrie A. 1999, *A&AS* 137, 543  
 Riaud P., Boccaletti A., Rouan D., Lemarquis F., & Labeyrie A. 2001, *PASP* 113, 1145  
 Riaud P., Rouan D., Baudrand J. 2001, *A&A Conf Series*, Lyon  
 Roddier F. & Roddier C. 1997, *PASP* 109, 815  
 Rouan D., Riaud P., Boccaletti A., Clénet Y. & Labeyrie A. 2000, *PASP* 112, 1479  
 Tallon M. & Tallon-Bosc I., 1992, *A&A* 253, 641  
 Traub W.A., 1986, *Applied optics* Vol. 25 No.4, 528

## A GROUND-BASED STUDY FOR THE 4Q CORONAGRAPH

P. Riaud<sup>1, 2</sup>, A. Boccaletti<sup>2</sup>, J. Baudrand<sup>2</sup> and D. Rouan<sup>2</sup>

**Abstract.** High angular resolution provided by adaptive optics on ground-based telescopes allows detailed study of bright stars environment. The limitation of detectability of faint companions is the diffracted light from the star. The 4Q coronagraph (Rouan et al. 2000, Riaud et al. 2001, Abe et al. 2001) decreases this diffracted halo and provides high contrast imaging. The residual speckle pattern becomes the final limitation for the coronagraphic observations. We present here, a complete study of the 4Q coronagraph in use with an high order adaptive optics on the VLT telescope, within the context of "Planet Finder" ESO project. Practically, a simple solution making use of commercial half waveplates seems well suited for a ground-based coronagraphic device.

### 1 Introduction

Coronagraphy technique is essential for detecting faint companions such as brown dwarves or planets. On ground-based telescopes, it must be coupled with high order adaptive optics and calibration procedures. We present here the Four-Quadrants Phase-mask coronagraph (4Q hereafter). This mask separates the Airy pattern in four equal parts with two quadrants providing a  $\pi$  phase-shift. For a circular pupil without obscuration and phase defects the rejection factor is infinite inside the geometrical pupil after the mask. In this work, we simulate the performance of the monochromatic 4Q under high Strehl ratio (91 %) after AO corrections. We also demonstrate that in order to work in large spectral bands (J,H,K) only a small degree of achromatization is required since the AO phase residuals alone set the limit of attainable total rejection factor to  $\approx 30 - 100$ . Practical manufacturing solutions with half waveplates are presented. We also present a possibility to make a "spectro-coronagraph" with this achromatic device. This solution appears interesting to take advantage of multi-wavelength coronagraphic images and to remove afterwards the fixed speckles.

---

<sup>1</sup> LISE-Observatoire de Haute-Provence, F-04870 St Michel l'Observatoire, France

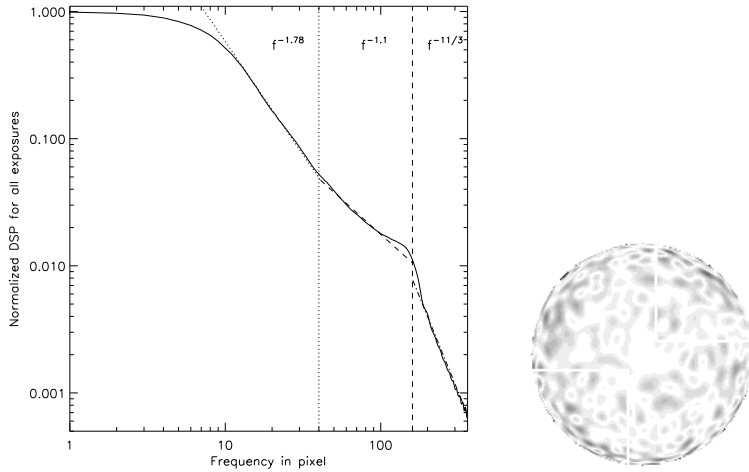
<sup>2</sup> LESIA, Observatoire de Paris-Meudon, 5 pl J. Janssen, F-92195 Meudon, France

## 2 Atmospheric constraints

We present here the inputs of atmospheric constraints with adaptative optics corrections. Table 1 summarises the phase screen properties used in the VLT simulations with high Strehl ratio corrections. This simulated AO for high order corrections is provided by Thierry Fusco (ONERA - France). The frequency of correction is 1 Khz and the delay between phase analysis and corrections is 2 ms (2 frames). The phase screen is composed with 860 Zernike coefficients and the total exposure time is 4.094s including temporal filtering by the AO system.

Table 1. Phase screens properties

Seeing	0.65''
Speed of wind	15 m/s
$D/r_0$	8.52
Correction	$n < 40$ (Zernike order)
Number of actuators	$30 \times 30$
Frequency of correction	1 KhZ
Delay	2 frames
Number of Zernike coefficients	860
Average Strehl ratio	91.5 %



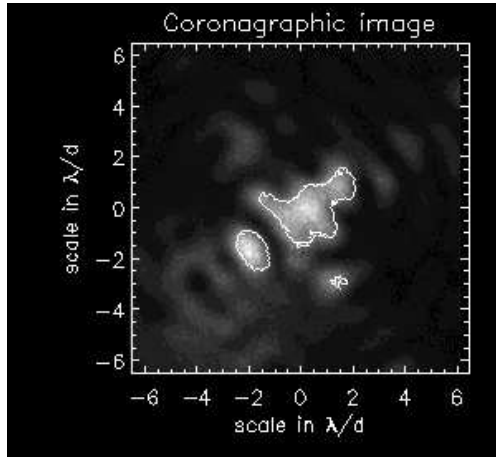
**Fig. 1.** Left: Power spectrum density of atmospheric turbulence filtered by an AO system. Three different modes appear:  $f^{-1.78}$  correction for low orders aberrations;  $f^{-1.1}$  for middle frequencies (the AO is less efficient in this range);  $f^{-11/3}$  above the cutoff frequency (typical Kolmogorov spectrum). Right: image of the phase screen with the VLT pupil (negative visualisation).

The numerical simulations are performed with large arrays ( $2048 \times 2048$ ) to limit the aliasing effect due to Fast Fourier Transform algorithm under IDL environment. With a pupil size 160 pixels in diameter the sampling in the pupil plan corresponds to 5 cm/pixel with a UT telescope.

### 3 Rejection factor limitation

#### 3.1 Laboratory results

We present here laboratory results with a 4Q coronagraph in monochromatic light. In the laboratory experiment the 4Q features an important rejection factor, 45000 peak to peak and 4400 on the total rejection. The figure 2 shows the coronagraphic residues in monochromatic light. In this result, the main limitation comes from the phase defects generated by the lens surface defect. In the real environment of ground based telescopes with partial AO correction the phase residues are much larger than our (near) ideal laboratory configuration (about  $\lambda/400$  rms to be compared with Table 1 for atmospheric phase residues with AO system). In that case, the constraints of phase achromatisation on the 4Q mask is small (see last section).



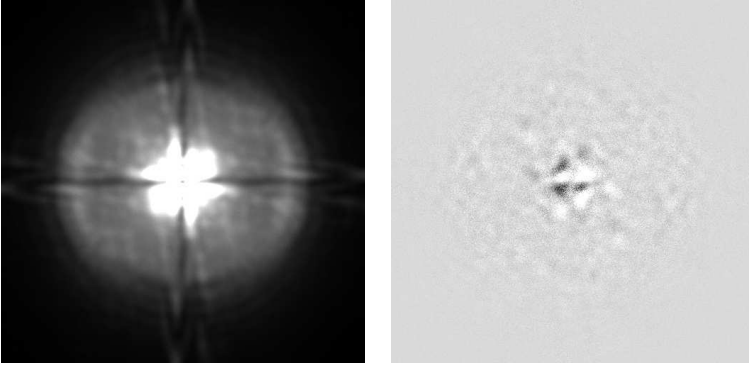
**Fig. 2.** Laboratory result with the 4Q in monochromatic light. We show the residues in the coronagraphic image. Inside the contour plot, the flux is between  $2.3 \cdot 10^{-4}$  and  $10^{-5}$  of the maximum of the star. The contrast is more than  $10^6$  for angular separation larger than  $3 \lambda/d$ .



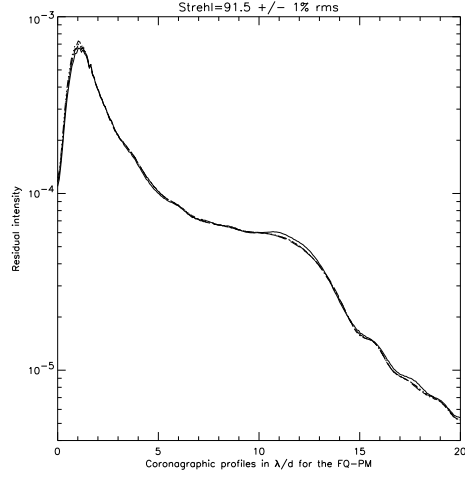
### 3.2 Expected sky results with a UT telescope

We present the simulations results with the VLT configuration (the central obscuration is 14% and with disymetric secondary support). The average Strehl ratio after a powerful AO system is 91%, i.e., under excellent seeing condition (0.65"). We present here, the speckle smoothing effect after the 4Q coronagraph. The images are the co-addition of 128, 1024, 2048, and 4094 individual short exposures including photon noise and readout noise ( $15 e^-$ ).

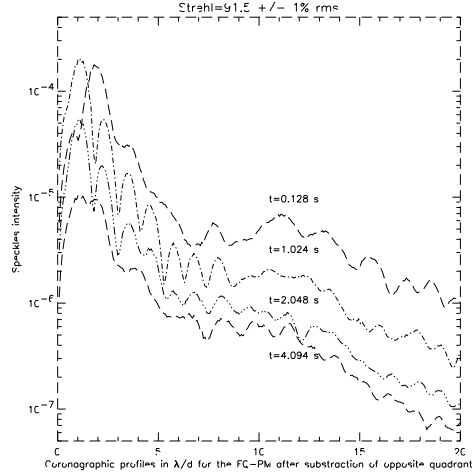
The simulation shows the huge sensitivity of the nulling performance to the low order aberrations such as tip/tilt or trifoil but the sensibility is less with centro-symmetrical aberrations such as defocus. The residual image with the 4094 exposures after subtraction of quadrants shows four peaks near the center, due to the residual AO corrections of tip/tilt. The residual intensity in the four central peaks is  $7.10^{-3}$  compared to star peak without coronagraphic device. The total extinction is a about 30 to 100. This result is interesting for the achromatization issue. Indeed, only a small achromatization with half waveplates is sufficient for a large bandwidth typically  $R=2-3$  in the near infrared.



**Fig. 3.** Left: sum of coronagraphic images (4094 exposures) with an average Strehl ratio of 91.5%. In the center on the image, the residue is dominated by the residual tip-tilt errors. Right: same image after subtraction of opposite quadrants. The subtraction is not perfect in the center, and four bright peaks remain.



**Fig. 4.** This figure presents the azimuthally averaged residues shown in the previous image 3a, for four exposure times: 0.128s, 1.024s, 2.048s, 4.094s. Prior to data processing, the residual starlight diffraction is larger than  $10^{-4}$  at  $5\lambda/d$ .



**Fig. 5.** We present here the azimuthally averaged residues after subtraction of opposite quadrants. The four curves show speckle smoothing with exposure time. After 4.094 s, the residual speckle intensity could be less than  $10^{-6}$  for angular separation greater than  $5\lambda/d$ . The gain after subtraction of opposite quadrants or a reference star is five magnitudes.

#### 4 Achromatic phase mask for $0.6 - 2.5\mu m$

We present here a possible achromatisation of the 4Q mask for ground-based telescopes with AO: The Zero Order Half-plates. These retarders are a combination of quartz and  $MgF_2$  crystal plates which are cut parallel to the optical axis and polished. The dispersion index between the two crystal provides a low phase residue around  $\pi$  on the considered bandwidth. For example, a retarder in the spectral range of 700 - 2500 nm have a calculated path difference of  $\lambda/2 \pm 4\%$  PTV on the full bandwidth. This solution is directly applicable to 4Q masks: two quadrants are the Quartz plates and the two others are  $MgF_2$  crystal plates with a  $90^\circ$  orientation of these respective fast-axis. The Table 2 gives the maximum phase residue around  $\pi$  acceptable for a given Strehl ratio.

**Table 2.** Maximum phase difference acceptable for the retarders

SR in %	40	50	60	70	80	90	95
$\phi$ in radian rms	0.152	0.132	0.113	0.095	0.075	0.051	0.036
$\Delta\phi_r/\phi$ in % rms	3.6	3.2	2.7	2.3	1.8	1.2	0.8

This solution can be applied with the classical broad band filters such as the J,H,K spectral bands. For longer wavelengths, it will be necessary to change the two materials or use a Zero Order Grating solution (Mawet et al. 2002).

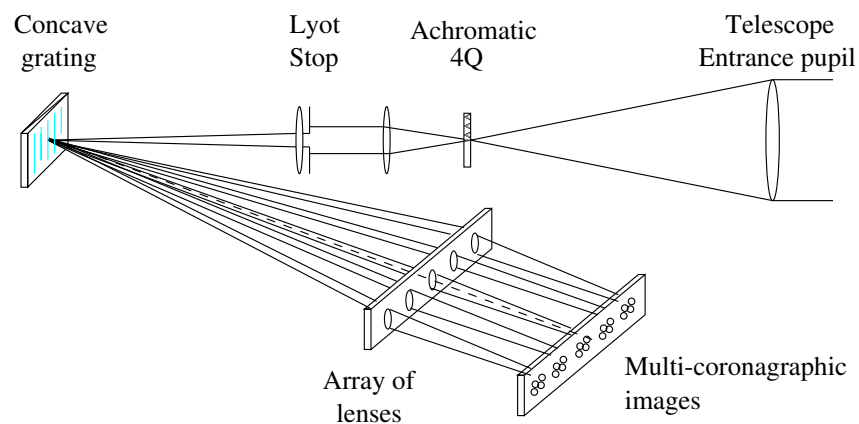
#### 5 The differential mode

If the bandwidth is large enough, we can make a "spectro-coronagraph" with the Courtès BPM (BandPass Multiple) design (Courtès 1995) to create multi-coronaphic images. It is thus interesting to consider the multiband filter, since it is good solution to provide simultaneous coronagraphic images with identical atmospheric condition.

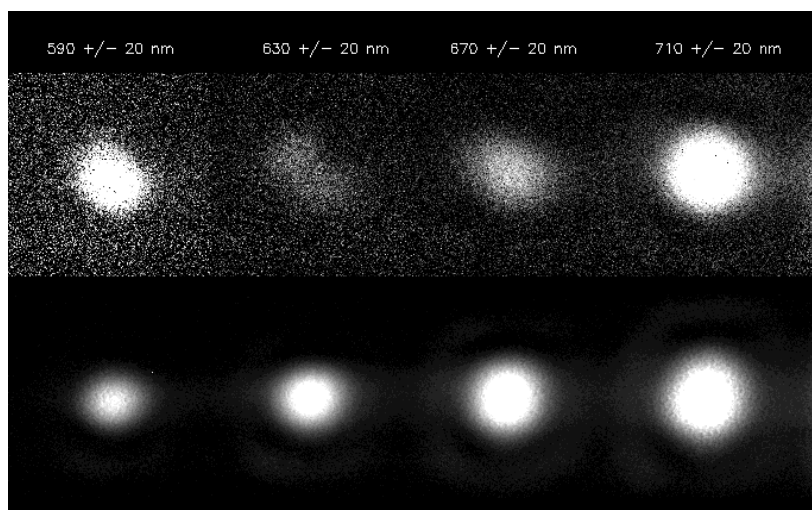
Two simultaneous uses are possible:

- Differential imaging between  $CH_4$  band for example and the continuum.
- PSF calibration and subtraction for fixed speckle removing.

In this last case, it must be necessary to take into account the chromatism of adaptive optic corrections between the different bands. This optical design provides direct PSF calibration between different wavelengths and avoids a reference star exposure and also provides contrast enhancement if the planet contains spectral features.



**Fig. 6.** The Courtes BPM design applied to the multi-coronagraphic images, with achromatic 4Q.



**Fig. 7.** Preliminary results of multi-coronagraphic images obtained with monochromatic 4Q optimized at about 645 nm. Bottom: four images of the PSF (without coronagraphic device). Top: action of the 4Q. Attenuation of the stellar peak reaches 20 at 590 nm, 200 at 630 nm, 160 at 670 nm, and 52 at 710 nm. Despite a quite large spectral band ( $R=4$ ), the 4Q has still an attenuation effect for each channel. The central wavelength and bandpass (FWHM) of each channel is indicated at the top.

## 6 Conclusion

In this paper, we present a possible coronagraphic implementation for ground-based telescopes with high order adaptive optics. We proposes a 4Q coronagraph combined to differential imaging in order to increase detectability of faint companions such as hot giant planets around nearby stars. The simulation results show a contrast larger than  $10^6$  at  $5 \lambda/d$  after subtraction of star reference or opposite quadrants. The differential imaging can increase this value for a possible detection of giant planets with the VLT.

## References

- Abe L., Vakili F., & Boccaletti A. 2001, A&A, 374, 1161  
Courtès G. 1995, ASP Conf Series, Vol. 71, 1-11  
Mawet D., Moreau V., Rouan D., & Surdej J. 2002, in Proc. SPIE 4860-30  
Riaud P., Boccaletti A., Rouan D., Lemarquis F., & Labeyrie A. 2001, PASP ,113, 1145  
Riaud P., Baudrand J., Boccaletti A., & Rouan D. 2002, to appears in A&A  
Rouan D., Riaud P., Boccaletti A., Clénet Y. & Labeyrie A. 2000, PASP, 112, 1479